Objektive Spektralphotometrie

Von

Dr. L. S. Ornstein · Dr. W. J. H. Moll
Dr. H. C. Burger

Mit 75 Abbildungen im Text

Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., Braunschweig
1932

Herausgeber dieses Heftes:
Geh. Reg.-Rat Prof. Dr.-Ing. e. h. Karl Scheel, Berlin

Printed in Germany

Druck von Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig

Vorwort

Die große Bedeutung von Intensitätsmessungen des Lichtes für die Entwicklung der heutigen Physik rechtfertigt wohl eine zusammenfassende Darstellung der hierbei angewandten Methoden. Wir haben uns auf spektrale Messungen beschränkt, weil eine Vergleichung von Lichtgemischen nur selten physikalische Bedeutung hat. Wir haben ferner auf die Besprechung visueller Methoden verzichtet.

Zuerst werden in Kapitel I die thermischen Methoden behandelt, die auf der Umwandlung von Strahlungsenergie in Wärme beruhen. Sie haben bis jetzt auf spektrale Intensitätsmessungen wenig Anwendung gefunden, versprechen aber durch ihre schnelle Ausführung und ihre Genauigkeit für die Zukunft gute Erfolge.

Die in Kapitel II zusammengefaßten lichtelektrischen Methoden, zumal die der Photozellen, sind öfters zur spektralen Photometrie gebraucht worden und zeichnen sich im allgemeinen durch ihre große Empfindlichkeit aus. Sie sind aber selektiv, und deshalb ohne weiteres in nur begrenzten Spektralgebieten anwendbar.

Ein großer Teil dieses Buches (Kapitel III bis VI) ist der photographischen Photometrie gewidmet. Die bedeutendsten Ergebnisse sind bis jetzt ja auf diesem Wege erhalten, und die zahlreichen Komplikationen und Fehlerquellen der photographischen Messung machten eine ziemlich ausführliche Behandlung erwünscht.

In Kapitel VII folgt die absolute Intensitätsmessung. Obwohl sie bis jetzt noch wenig zur Klärung physikalischer Probleme beigetragen hat, wird sie wahrscheinlich immer mehr an Bedeutung gewinnen und durfte daher nicht unerwähnt bleiben.

Die wichtige Rolle der Spektralapparate bei der spektralen Photometrie veranlaßte uns zu einer kurzen Besprechung derjenigen Eigenschaften, die bei der Ausführung der Intensitätsmessungen von besonderer Wichtigkeit sind. Man findet sie in Kapitel VIII.

Schließlich wird in Kapitel IX die Beziehung zwischen den Meßergebnissen und Größen atomphysikalischer Bedeutung hervorgehoben.

Eine Diskussion der bis jetzt erhaltenen Resultate und deren Beziehung zur Quantenmechanik haben wir unterlassen. Wir haben uns auf die experimentelle Seite der Intensitätsprobleme beschränkt.

Der Leser wird in den nachfolgenden Zeilen Vieles vergeblich suchen, obwohl es zu der objektiven Spektralphotometrie gehört. Wir haben nicht versucht, vollständig zu sein und nach der Weise eines Handbuches eine Zusammenstellung aller in der Literatur verbreiteten Arbeiten zu geben. Absichtlich haben wir den Nachdruck auf die Gebiete gelegt, auf denen wir persönliche Erfahrung haben. Wir hoffen damit Fachgenossen, denen die verschiedenartigen Komplikationen der Intensitätsmessungen Schwierigkeiten bereiten dürften, diese Erfahrung dienstbar zu machen. Wichtige Gebiete, die uns nur vom Lesen und Hören bekannt sind, haben wir nur erwähnt, um ihre Beziehung zu den ausführlich besprochenen Methoden angeben zu können.

Utrecht, im September 1932.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel V. Die photographische Photometrie bei kleinen Wellenlängenunterschieden

Kapitel VI. Die photographische Photometrie von Licht verschiedener Wellenlänge

Kapitel VII. Die absolute Intensitätsmessung monochromatischer Strahlung

Kapitel VIII. Der Spektralapparat

Kapitel IX. Die Deutung der Meßergebnisse

Kapitel I

Die thermischen Methoden

§ 1. Einleitung

Das am nächsten liegende Verfahren zur objektiven Strahlungsmessung ist die restlose Umwandlung der Strahlung in eine Energieform, die leicht meßbar ist. Als solche bietet sich in erster Linie die Wärme, welche nicht wie die Strahlung in qualitativ unterschiedenen Arten vorkommt. Weiter ist es leicht, Strahlung beliebiger Wellenlänge fast vollkommen in Wärme umzusetzen und so jede Selektivität auszuschließen. Man hat nur dafür zu sorgen, daß andere Energieformen nicht auftreten und die getroffene Oberfläche nur wenig reflektiert [1]). Man erreicht dies am einfachsten durch eine Bedeckung der zu bestrahlenden Oberfläche mit einer mattschwarzen Schicht.

Eine Strahlungsmessung nach diesem Prinzip bedeutet also die Messung einer Wärmemenge. Die Messung in absoluten Einheiten bietet besondere Schwierigkeiten und wird erst in Kapitel VII behandelt. Für den weitaus am häufigsten vorkommenden Fall relativer Messungen geht man am besten so vor, daß man wartet, bis sich Temperaturgleichgewicht einstellt, wobei der durch Strahlung getroffene Körper ebensoviel Wärme verliert wie empfängt. Ist die endgültige Temperaturerhöhung nicht zu groß, so ist sie direkt proportional der in der Zeiteinheit aufgenommenen Energie, d. h. proportional der zu messenden Strahlungsintensität. Die Vergleichung zweier Intensitäten ist so auf eine Vergleichung zweier Temperaturerhöhungen zurückgeführt.

Von den verschiedenen Möglichkeiten, die durch Strahlung hervorgerufene Temperaturerhöhung zu messen, können wir die auf Ausdehnung beruhenden Methoden übergehen; sie finden keine Anwendung in der Spektralphotometrie. Für diesen Zweck kommen nur der thermoelektrische Effekt, die Widerstandsänderung durch Temperatur-

[1]) Bei der Messung von Röntgenstrahlung ergibt sich die Schwierigkeit einer nur teilweisen Absorption der Strahlung, und es zeigen deshalb auch die thermischen Methoden Selektivität.

erhöhung (Bolometer) und das Radiometerprinzip in Betracht. In den folgenden Abschnitten werden wir diese thermischen Meßmethoden nacheinander besprechen.

§ 2. Thermosäule und Thermoelement

Die durch Strahlung hervorgerufene Temperaturerhöhung kann man mittels des thermoelektrischen Effektes leicht quantitativ bestimmen. Gewöhnlich ist die Temperaturerhöhung so klein, daß man sie der Strahlungsintensität proportional setzen darf, während anderseits die Thermokraft und der Thermostrom proportional der Temperaturerhöhung sind. Für den häufigen Fall der Proportionalität von Ausschlägen des stromanzeigenden Apparates und der Stromstärke hat man also den Vorteil, daß das Verhältnis zweier Intensitäten direkt durch Division der beiden von diesen Intensitäten hervorgerufenen Ausschläge gefunden wird.

Die thermoelektrische Methode hat den eigentümlichen Vorteil, daß man mehrere Elemente hintereinander schalten und so die Thermokraft beliebig vergrößern kann. Auf diesem Prinzip beruht die Konstruktion der Thermosäule. Leider vergrößert sich damit aber auch der elektrische Widerstand, so daß die Anwendung sehr vieler Elemente nur selten die höchste Empfindlichkeit liefert. Dagegen gibt in vielen Fällen die Konzentration der Strahlung durch Linsen oder Spiegel die Möglichkeit, eine höhere Temperatur zu erzielen und in dieser Weise mit nur einem Elemente den größten Ausschlag zu erhalten (s. S. 7).

Aus der Fülle verschiedener Konstruktionen von Thermoelementen und Thermosäulen besprechen wir nur einige Typen, um so den Entwicklungsgang dieser Apparate zu zeigen.

Schon kurz nach der Entdeckung des thermoelektrischen Effektes hat Melloni seine bekannte Thermosäule konstruiert. Sie besteht aus einer großen Anzahl Stäbchen aus Wismut und Antimon, eine Kombination, die wegen ihrer großen Thermokraft (ungefähr 100 Mikrovolt/grad) gewählt wurde. Abb. 1 gibt eine schematische Darstellung des empfindlichen Teiles. Die Stäbchen sind abwechselnd vorn und hinten an den benachbarten Stäbchen des anderen Metalles angelötet. *ABCD* stellt die Vorderseite der Stäbchen dar. Die an dieser Stelle befindlichen „aktiven" Lötstellen werden der Strahlung ausgesetzt und sind mit Ruß bedeckt. Die „passiven" Lötstellen befinden sich in entsprechender Lage an der Hinterseite. Die beschriebene Anordnung ist zur Messung von Strahlung bestimmt, die über einer größeren Oberfläche verbreitet ist. Für Spektralarbeiten wird nur eine Reihe von Lötstellen verwendet.

Der Mellonische Apparat wird durch die modernen Thermosäulen an Empfindlichkeit weit übertroffen, sein größter Nachteil aber ist seine sehr erhebliche Trägheit. Infolge der großen Wärmekapazität

der sich erwärmenden Masse wird Temperaturgleichgewicht erst nach längerer Zeit erreicht. Die Einstellungszeit beträgt mehrere Minuten.

Eine erhebliche Verbesserung der Konstruktion stammt von Rubens. Statt Stäbchen verwendete er feine Drähte. Abb. 2 gibt eine schematische Ansicht dieses Apparates. Kurze Drähte, abwechselnd aus Eisen und Konstantan, sind mit ihren Enden zusammengelötet und zickzackweise ausgespannt. Die Eisen- und Konstantandrähte sind in der Abbildung zur Unterscheidung dick und dünn angegeben; in Wirklichkeit haben sie gleichen Durchmesser (etwa 0,1 mm). Die Lötstellen sind in 3 Reihen angeordnet. Die mittlere Reihe enthält die 20 aktiven Lötstellen, die hinter einen (nicht gezeichneten) Spalt gestellt und der Strahlung ausgesetzt werden. Die Spalt-

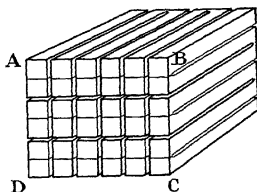



Abb. 1.
Thermosäule nach Melloni

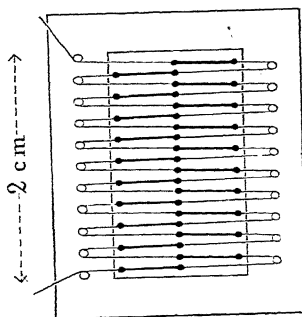



Abb. 2.
Thermosäule nach Rubens

backen schirmen also die beiden seitlichen Reihen, jede aus 10 Lötstellen bestehend, ab. Die Lötstellen sind mit kleinen berußten Metallplättchen versehen, die aktiven, um dadurch eine größere Energie auffangen zu können, die passiven, damit sie durch eine gleiche Gestaltung wie die aktiven auch gleichen Einfluß von äußeren Temperaturschwankungen empfinden. Die Drähte werden durch dünne Stifte getragen, die in einer Elfenbeinplatte montiert sind. Um eine Spektrallinie auf den Spalt und auf die zentrale Reihe von Lötstellen von der Hinterseite einstellen zu können, ist diese Platte mit einem länglichen Loch versehen.

Die ziemlich kleine Wärmekapazität der aktiven Lötstellen samt ihren Auffangeplättchen hat zur Folge, daß die Einstellungszeit dieser Thermosäule nicht mehr als etwa 10 Sek. beträgt. Die Dünnheit der Drähte hatte den weiteren Zweck, ihre Wärmeabfuhr klein zu machen. Rubens verwendete für seine Säule nicht die vorteilhafte

Kombination von Wismut und Antimon, weil ihre Sprödigkeit den komplizierten Apparat allzu zerbrechlich gemacht hätte. Er wählte Eisen und Konstantan, weil diese Metalle leicht zu verarbeiten sind und ihre Kombination in thermoelektrischer Hinsicht doch ziemlich günstig ist (Thermokraft etwa 50 Mikrovolt/grad).

Um einen Begriff von der Empfindlichkeit zu geben, die mit dieser Säule erreicht wird, sei erwähnt, daß eine 25 kerzige Halbwattlampe auf 1 m Abstand bei einer Spaltbreite von 1 mm eine Thermokraft von ungefähr 3 Mikrovolt hervorruft. Diese Intensität entspricht einem durch den Spalt hindurchgehenden Energiestrom von etwa 240 Erg/sek. Ein Mikrovolt entspricht also etwa 80 Erg/sek.

Nach dem Rubensschen Vorbild sind in späteren Jahren von verschiedenen Seiten Versuche gemacht worden, eine größere Empfindlichkeit zu erreichen, hauptsächlich durch Verwendung anderer Metalle und Änderungen der Zahl und der Dimensionen der Elemente. Ein wesentlicher Fortschritt wurde in dieser Weise nicht erreicht.

Bei den Mollschen Thermoelementen[1]) ist die Wärmekapazität des empfindlichen Teiles und insbesondere der aktiven Lötstelle durch den Fortfall des Auffangeplättchens und Verwendung einer verschwindend geringen Menge Lot auf ein Minimum reduziert. Die Elemente werden aus dünnstem Blech geschnitten (s. Abb. 3), das zur Hälfte aus Konstantan und zur Hälfte aus Manganin besteht (Thermokraft Konstantan-Manganin ungefähr 40 Mikrovolt/grad). Dies „Thermoblech" erhält man, indem man zwei mit sehr wenig Silber aneinander gelötete Metallplatten in der Richtung der Silbernaht auswalzt. In dieser Weise entsteht eine Lotnaht, die dieselbe geringe Dicke hat, wie die angrenzenden Metalle. Ausgehend von 4 mm dicken Platten mit einer Naht von nur etwa 0,05 mm Breite, gelingt es, gut hantierbares Thermoblech von weniger als 0,0005 mm Dicke anzufertigen.

Zur Herstellung einer Thermosäule werden aus diesem Blech viele schmale Streifen senkrecht zur Lotnaht geschnitten, und die einzelnen Elemente auf Kupferstifte verhältnismäßig großer Dicke (0,3 mm) aufgelötet. Diese Stifte sind, elektrisch isoliert, in einer schweren Kupferplatte festgeklemmt, wodurch ein guter Wärmekontakt zwischen Stiften und Platte erreicht wird. Während also die Wärmekapazität der aktiven Lötstellen möglichst klein gemacht wurde, haben dagegen die passiven Lötstellen eine sehr große Wärmekapazität und dadurch eine gute Konstanz der Temperatur. Aber auch die aktiven Lötstellen werden durch die benachbarte Kupferplatte, solange die Säule nicht bestrahlt wird, auf derselben Temperatur gehalten. Beide Umstände gewähren der Thermosäule einen sehr festen Nullpunkt. Die Konstruktion

[1]) Moll, Proc. Amsterdam, November 1913.

hat noch den weiteren Vorteil, daß die passiven Lötstellen bei Bestrahlung ihre Temperatur nicht merkbar ändern, und daß man sie infolgedessen nicht abzuschirmen braucht.

Abb. 4 zeigt den empfindlichen Teil einer der Mollschen Thermosäulen. Konstantan und Manganin sind durch verschiedene Schraffierung angedeutet, in Wirklichkeit sind die Streifen geschwärzt. Die 18 Elemente haben eine Länge von 7 bis 11 mm, eine Breite von 0,3 mm und eine Dicke von 0,006 mm. Der Widerstand beträgt etwa 25 Ohm. Es wäre unzweckmäßig, bei diesem Apparate dünneres Thermoblech zu verwenden; der Widerstand würde sich entsprechend gesteigert haben, ohne daß die Spannungsempfindlichkeit der Säule in gleichem Maße erhöht wäre.

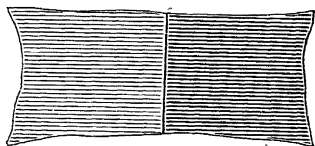



Abb. 3. „Thermoblech" nach Moll

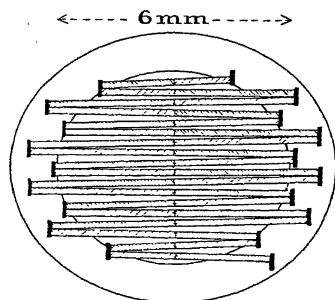



Abb. 4. Thermosäule nach Moll

Um die aktiven Lötstellen gegen Temperaturänderungen durch Luftströme zu schützen, ist das Gehäuse der Säule an der Vorderseite durch eine durchsichtige Platte abgeschlossen. Für das Ultrarot ist Fluorit das gegebene Material. Für sichtbares Licht ist Glas und für Ultraviolett Quarz zu bevorzugen, damit in beiden Fällen die oft störende Ultrarotstrahlung der Umgebung (z. B. des Körpers des Beobachters) vom Inneren der Thermosäule zurückgehalten wird. Um der empfindlichen Oberfläche einen gut definierten Wert zu geben, ist vor den Elementen eine Blende (von 6 mm Durchmesser) angebracht. Für Spektralarbeiten wird vor die Platte ein Spalt gestellt.

Diese Thermosäule hat eine Einstellungszeit von 1½ Sek. Bei einer Spaltbreite von 1 mm entspricht ein Mikrovolt etwa 20 Erg/sek. Bei ihrer Konstruktion wurde nicht auf höchste Empfindlichkeit Wert gelegt, sondern auf schnelle Einstellung, große Zuverlässigkeit, d. h. festen Nullpunkt, und — bei konstanter Bestrahlung — auf unveränderlichen Ausschlag des mit der Thermosäule verbundenen Galvanometers.

Die Anwendungsmöglichkeiten der Thermosäule auf spektrale Intensitätsmessungen werden nur durch ihre geringe Empfindlichkeit beschränkt. Spektrallinien z. B., die in kurzer Zeit photographiert werden können, sind oft kaum oder gar nicht mit der Thermosäule nachweisbar. Doch hat die thermoelektrische Methode große Vorteile, weil sie erstens in kurzer Zeit quantitativ vergleichbare Resultate liefert, zweitens, was die Wellenlänge betrifft, kein spezifisches Verhalten aufweist, und drittens auch für das ausgedehnte ultrarote Spektralgebiet brauchbar ist. Es besteht also die Notwendigkeit, die bei spektralen Messungen mit der Thermosäule erreichbare Empfindlichkeit bis auf das Äußerste zu steigern.

Die eigentliche Aufgabe, möglichst schwache Spektrallinien mit der Thermosäule nachweisbar zu machen, stellt aber neben der Forderung einer hohen Empfindlichkeit auch die eines genügend festen Nullpunktes. Eine Erhöhung der Empfindlichkeit auf Kosten der Unveränderlichkeit des Nullpunktes ist zwecklos. Nur wenn es gelingt, das Verhältnis von Empfindlichkeit und Nullpunktsschwankung zu steigern, ist ein wesentlicher Fortschritt gemacht. Das Problem kompliziert sich noch wegen der Tatsache, daß auch das Galvanometer mit in diese Betrachtungen einbezogen werden muß, denn auch dieser Apparat hat seine Nullpunktsschwankungen. Wir können aber folgendes bedenken. Wie auf S. 10 erläutert wird, lassen sich die Schwankungen des Galvanometers nicht unter eine gewisse Grenze herabdrücken. Andererseits hat sich gezeigt, daß bei einer Thermosäule, die nach dem oben angegebenen Prinzip hergestellt ist, die Schwankungen der Säule an und für sich so klein gemacht werden können, daß sie im Vergleich zu den unvermeidbaren Galvanometerschwankungen ganz zu vernachlässigen sind. Bei dieser Konstruktion dürfen wir also die Eigenschwankungen der Thermosäule außer Betracht lassen.

Es bleibt dann die Aufgabe, die für Spektralarbeiten bestimmte Thermosäule mit einer möglichst hohen Empfindlichkeit auszustatten. Die Empfindlichkeit einer Thermosäule hängt von vielen Faktoren ab. Sie läßt sich leicht messen, und ihre Abhängigkeit von verschiedenen Größen ist auf Grund wohlbekannter Naturgesetze quantitativ zu verstehen. Die Vielheit der zu wählenden Größen macht aber das Problem schwer übersichtlich, so daß eine endgültige Lösung noch nicht gegeben ist. Durch den folgenden Gedankengang kann man jedoch einen großen Schritt weiter kommen.

Die zu messende Spektrallinie repräsentiert eine gewisse Energie in der Sekunde, die als gegeben vorausgesetzt werden kann. Die Thermosäule setzt die absorbierte Energie in Wärme um, die zu einem (sehr kleinen) Teil in elektrische Energie verwandelt wird. Auf diese Energie kommt es an. Denn, wie wir später (S. 11) erläutern werden, ist es nicht so sehr die Stromstärke oder die Spannung, als vielmehr die zugeführte Energie, die für die Leistung des Galvanometers maßgebend

ist. Es entsteht also die Aufgabe, die von der Thermosäule gelieferte Energie maximal zu machen, d. h. den Nutzeffekt der Umwandlung von absorbierter Wärme (Peltier-Wärme) in elektrische Energie auf ein Maximum zu bringen und die durch Leitung und Ausstrahlung verlorengehende Energie zu einem Minimum zu machen.

Was die erste Forderung anbelangt, so gehorchen bekanntlich die thermoelektrischen Erscheinungen dem zweiten Hauptsatz, d. h. der genannte Nutzeffekt hängt von zwei Temperaturen ab, den Temperaturen der aktiven und der passiven Lötstellen. Bei einer gegebenen Strahlungsenergie wird es daher jedenfalls vorteilhaft sein, die größtmögliche Temperaturerhöhung zu erhalten, d. h. also, die Strahlung auf eine möglichst kleine Fläche zu konzentrieren. Die Konsequenz dieser Betrachtung ist die folgende. Die Spektrallinie soll durch eine Linse (oder Spiegel) von großer Öffnung als eine äußerst feine und kurze Linie auf ein einziges Thermoelement von gleicher Breite wie das Bild der Spektrallinie abgebildet werden.

Der zweiten Forderung gemäß soll die durch Leitung und Ausstrahlung verlorengehende Energie minimal gemacht werden. Um die Abfuhr durch Leitung zu beschränken, muß erstens die metallische Leitung von den aktiven nach den passiven Lötstellen klein sein. Das Thermoelement soll also nicht nur schmal, sondern auch dünn und lang sein. Man darf aber die Dicke nicht zu gering, und die Länge nicht zu groß wählen, weil sonst der Widerstand zu groß werden würde. Zweitens wird Wärme durch die Luft abgeführt. Diesen Verlust kann man durch Einschließen des Elementes in eine evakuierte Glasröhre ganz vermeiden.

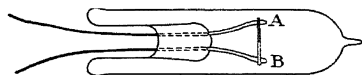



Abb. 5. Vakuum-Thermoelement nach Moll und Burger

Ein nach diesem Prinzip konstruiertes Vakuumelement[1]) ist in Abb. 5 dargestellt. Ein Streifen von äußerst dünnem Thermoblech AB ist an zwei dicken Metalldrähten angelötet. Die halbwegs zwischen A und B liegende Silbernaht hält eine ziemlich hohe Temperatur aus, so daß die Glasröhre während des Pumpens auf etwa 300° erhitzt werden darf. Dadurch wird das in den Metallen und an den Wänden haftende Gas ausgetrieben, und das einmal hergestellte hohe Vakuum bleibt nach dem Abschmelzen der Röhre dauernd erhalten. Das Evakuieren erhöht die Empfindlichkeit des Thermoelementes erheblich; bei der üblichen Breite von 0,1 mm sogar mehr als hundert Mal. Das lehrt, daß vor dem Evakuieren die Wärmeabfuhr durch das Metall gegen die durch

[1]) Moll und Burger, Zeitschr. f. Phys. **32**, 575, 1925.

die Luft ganz zu vernachlässigen war. Neben dieser sehr bedeutenden Empfindlichkeitsvergrößerung bietet das Vakuum noch den großen Vorteil, daß Nullpunktsschwankungen, verursacht durch Konvektionsströme der das Element berührenden Luft, ganz eliminiert sind.

Während die beiden genannten Wärmeverluste prinzipiell so klein gemacht werden können, wie man wünscht, bleibt eine dritte Ursache von Energieverlust übrig, die unvermeidlich ist, nämlich die Ausstrahlung des durch die zu messende Strahlung erwärmten Thermobändchens. Hierdurch wird der erreichbaren Empfindlichkeit eine wesentliche Grenze gesteckt. Es ist zwar möglich, die nicht der Strahlung ausgesetzte Hinterseite glänzend zu machen, aber die Vorderseite muß schwarz sein, wenn man die Bedingung stellt, daß das Thermoelement nicht selektiv sein darf. Wohl könnte man das Element mit einer gut reflektierenden Hülle umgeben. Eine zweite Möglichkeit wäre, den Nutzeffekt dadurch zu vergrößern, daß man die Temperatur des Elementes (und seiner ganzen Umgebung) erniedrigt. Die Schwierigkeiten dieser Methode sind aber so groß, daß sie wohl nicht anwendbar ist.

Abb. 6. Vakuum-Thermoelement mit Spalt

Auf den zentralen Teil des Thermobändchens muß nun die Spektrallinie stark verkleinert abgebildet werden. Man braucht dazu einen Kondensor in Gestalt einer Linse oder eines Spiegels. Abb. 6 stellt den vollständigen Apparat mit Spalt und Linse dar, entworfen auf Grund der oben auseinandergesetzten Erwägungen. Aus dem durch einen Spektralapparat gelieferten Spektrum schneidet der Spalt A eine Linie oder ein Wellenlängengebiet regulierbarer Breite aus. Die den Spalt auf das Thermobändchen verkleinert abbildende Linse (ein Mikroskopobjektiv) wird mittels der Schraube B in solcher Lage festgeklemmt, daß das Bild scharf ist. Die das Element enthaltende Glasröhre, eventuell mit angeschmolzenem Planfenster aus Glas oder Quarz, befindet sich, eingeschlossen in ein mit zwei Löchern versehenes Metallrohr (in der Abbildung nicht sichtbar), im Innern des Rohres C. An der Hinterseite dieses Rohres ist ein Okular D angebracht, mittels dessen die Scharfstellung des Spaltbildes und die weiteren Einstellungen beurteilt werden. Nach Lösung der Schraube E kann der Spalt in bezug auf den Hinterteil des Apparates gedreht werden, und das Element kann mit der Schraube F nach unten oder oben, und mit der Schraube G nach rechts oder links verstellt werden. Diese drei Justierungen ermög-

lichen eine Parallelstellung von Element und Spalt, die Bewegung des Elementes senkrecht zu seiner Längsrichtung und die Zentrierung des Spaltbildes auf den meist empfindlichen Teil des Elementes. Ob die letzte Bedingung erfüllt ist, beurteilt man am besten mittels des an den Klemmschrauben *H* angeschlossenen Galvanometers, dessen Ausschlag maximal sein soll. Schließlich dreht man mit der Schraube *K* den ganzen Apparat, um den Spalt parallel zu den Spektrallinien zu machen.

Da es auf hohe Empfindlichkeit ankam [1]), wurden die Abmessungen des Elementes so gewählt, daß die Wärmeabfuhr durch metallische Leitung keine überwiegende Rolle spielt und doch der Widerstand nicht zu groß wird (etwa 50 Ohm). In dieser Weise gelang es, eine solche Empfindlichkeit zu erreichen, daß eine Spektrallinie von einem zehntel Millimeter Breite und 2 mm Höhe mit einer Intensität von 1 Erg/sek. ungefähr 2 Mikrovolt liefert. Die Einstellungszeit ist weniger als eine Sekunde.

Wenn man sich fragt, ob diese Empfindlichkeit tatsächlich als groß zu betrachten ist, muß die Antwort enttäuschend sein. Der totale Nutzeffekt des Thermoelementes, d. h. des Apparates, der Strahlung in elektrische Energie umsetzt, ist nur sehr gering. Nur bei sehr starker Bestrahlung wird die Temperaturdifferenz beträchtlich und der Nutzeffekt dementsprechend größer. Der kleine Nutzeffekt läßt Raum für die Hoffnung, daß bei einer günstigeren Wahl der Metalle vielleicht noch Beträchtliches zu gewinnen ist.

§ 3. Das Galvanometer

Das in Verbindung mit Thermoelement, Thermosäule oder Bolometer zu benutzende Galvanometer bildet einen so wesentlichen Teil der Apparatur, daß seine Eigenschaften hier nicht unbesprochen bleiben dürfen. Von den verschiedenen Typen brauchen nur das Nadel- und das Spulengalvanometer in Betracht zu kommen, weil nur diese für unseren Zweck Anwendung finden.

Die meisten auf diesem Gebiete arbeitenden Forscher haben ihre eigenen Apparate gebaut; diese waren fast ausschließlich Nadelgalvanometer. Allgemein wurde eine möglichst hohe Empfindlichkeit erstrebt, d. h. ein möglichst großer Ausschlag für eine gegebene Stromstärke (bzw. EMK), und dazu eignete sich nur das Nadelprinzip. Gewöhnlich schoß man dabei über das Ziel hinaus. Wohl wurden außerordentlich hohe Empfindlichkeiten erreicht, aber nur auf Kosten der Zuverlässigkeit der Angaben. Man übersah, daß es gar nicht auf die Empfindlichkeit als solche ankommt, sondern nur auf die Möglichkeit, kleine Stromstärken (bzw. EMK) messen zu können. Eine hohe Empfindlichkeit des Galvanometers ist ja zwecklos, wenn sein Lichtbild

[1]) Ein sich noch viel schneller einstellendes Vakuumelement wird auf S. 31 erwähnt.

über mehrere Millimeter oder sogar Zentimeter hin und her schwankt. Nominell entspricht dann 1 mm einem äußerst schwachen Strom, aber tatsächlich sind so schwache Ströme mit dem Apparate nicht nachweisbar. Maßgebend für das, was man mit einem Galvanometer erreichen kann, ist seine „Leistungsfähigkeit", welche um so größer ist, einen je kleineren Wert die noch eben nachweisbare Stromstärke oder Spannung hat. Da es in den letzten Jahren gelungen ist, die Ausschläge eines Galvanometers mit einfachen Mitteln beliebig zu vergrößern (s. S. 13), so ist die Empfindlichkeit des eigentlichen Apparates Neben sache geworden und hat das Nadelgalvanometer seinen Vorsprung verloren. Ob das Nadel- oder das Spulengalvanometer den Vorrang verdient, hängt nunmehr allein davon ab, mit welchem von beiden Typen sich die größte Leistungsfähigkeit erreichen läßt (s. S. 15).

Die sehr wichtige Frage, wie weit die Leistungsfähigkeit des Galvanometers gesteigert werden kann, ist seit kurzem durch eine grundlegende Arbeit von Ising[1]) geklärt und in gewissem Sinne abgeschlossen worden. Aus dieser Arbeit geht hervor, daß der Leistungsfähigkeit eine natürliche Grenze gesteckt ist: es sind die Brownschen Schwankungen des Galvanometersystems, welche die kleinsten Werte von Stromstärke und Spannung, die bei einmaliger Ablesung noch eben nachweisbar sind, bedingen.

Für den Fall von Aperiodizität durch magnetische Dämpfung sind die Größen: $\overline{\Delta J^2}$ (der quadratische Mittelwert der Brownschen Stromschwankungen), $\overline{\Delta E^2}$ (der quadratische Mittelwert der Spannungsschwankungen), W (der Widerstand des Galvanometerkreises), $\frac{1}{2} k T$ (die mittlere kinetische Energie der Wärmebewegung eines Freiheitgrades) und Θ (die Periode des Galvanometers bei geöffnetem Kreise, oder, was fast auf das gleiche herauskommt, die Einstellungszeit) durch die folgenden Bedingungen verknüpft:

$$\overline{\Delta J^2} = \frac{\pi k T}{W \Theta} \quad \text{und} \quad \overline{\Delta E^2} = \frac{\pi k T W}{\Theta}.$$

Bei jedem Galvanometer hat man also als Folge der Wärmebewegung mit einem mittleren Fehler von $\overline{\Delta J^2}$ bzw. $\overline{\Delta E^2}$ von dem angegebenen Betrag zu rechnen.

Durch mehrmalige Ablesung aber kann man mit einem gegebenen Apparat den mittleren Fehler der Ablesungen wesentlich kleiner machen. Die Beobachtungen erfordern dann längere Zeit. Man kann dabei noch auf zwei Weisen vorgehen. Entweder kann man während dieser längeren Zeit den Galvanometerausschlag verfolgen und mehrmalig ablesen, oder man benutzt diese Zeit, um abwechselnd das Galvanometer in seine Ruhelage kommen und wieder den Ausschlag entstehen zu lassen. Die zweite Methode hat den großen Vorteil, daß man

[1]) G. Ising, Phil. Mag. 1, 827, 1926.

während der Messung den Nullstand des Galvanometers verfolgen und so die Störungsfreiheit des Galvanometerkreises kontrollieren kann.

Bisher hatte man immer gemeint, daß für die Messung äußerst schwacher Ströme und Spannungen nur Galvanometer von großer Schwingungsdauer (großes Θ) in Betracht kommen. In der Tat zeigen die Isingschen Formeln, daß ein großes Θ berechtigt ist: die Brownschen Schwankungen sind ja umgekehrt proportional der Wurzel aus Θ. Wie wir aber sahen, kann man die längere Zeit auch dazu benutzen, daß man mit einem schnelleren Apparate die Ausschläge verfolgt, oder aber mehrere Messungen macht. Es läßt sich zeigen, daß der so zu erreichende kleinere mittlere Fehler ungefähr den gleichen Wert hat wie bei einmaliger Ablesung mit dem langsameren Galvanometer. Wir dürfen also schließen, daß der durch die Brownschen Schwankungen bedingte Fehler von der Gesamtbeobachtungszeit abhängt, und daß die Isingschen Gleichungen auch für mehrmalige Ablesung gelten, falls man unter Θ die gesamte Beobachtungszeit versteht.

In der Praxis ist also der Betrag des Brownschen Fehlers nicht von der Einstellungszeit des Galvanometers abhängig, sondern von der gesamten Beobachtungszeit. Doch verdient ein Apparat mit kurzer Einstellungszeit bei weitem den Vorzug. Mit schnellen Apparaten gelingt es ja viel besser als mit trägen, die unvermeidlichen äußeren Störungen herauszufinden und ihrer Herr zu werden. Es wäre indessen unzweckmäßig, die Einstellungszeit zu kurz (z. B. kürzer als einige Sekunden) zu machen, weil dann die Mittelwertsbildung der vielen Ausschläge eine zu umständliche Arbeit erfordern würde, und doch der Gewinn an Genauigkeit nur klein wäre.

Das Isingsche Ergebnis läßt sich in eine physikalisch sehr durchsichtige Form bringen, wenn man nicht auf Stromstärke oder Spannung, sondern auf Energie achtet. Es läßt sich (sowohl direkt, wie auch aus den oben erwähnten Gleichungen) einfach ableiten, daß

$$\overline{\varDelta J^2}\, W\, \Theta = \frac{\overline{\varDelta E^2}}{W}\, \Theta = \pi\, k\, T.$$

$\overline{\varDelta J^2}\, W\, \Theta$ und $\frac{\overline{\varDelta E^2}}{W}\, \Theta$ stellen offenbar elektrische Energiebeträge dar.

Aus dieser Gleichung ist folgendes zu schließen: Bei einer (nach Belieben groß zu wählenden) Beobachtungszeit Θ und Zimmertemperatur ($T = 290^0$) wird der Leistungsfähigkeit eines Galvanometers mit gegebenem (totalen) Widerstand W durch die Brownschen Schwankungen in solcher Weise eine Grenze gesetzt, daß eine Energie von dem Betrage:

$$\pi\, k\, T = 1{,}26 \times 10^{-20} \text{ Joule}$$

eben nicht mehr nachweisbar ist.

Eine elektromotorische Kraft wird daher in der Beobachtungszeit Θ nicht mehr nachweisbar sein, wenn die Energie $E^2 \Theta / W$ von der Größenordnung des angegebenen Betrages oder kleiner ist. Von einer Messung kann erst die Rede sein, wenn $E^2 \Theta / W$ den angegebenen Betrag mehrfach übersteigt.

Um die quantitative Bedeutung dieser natürlichen Grenze noch hervorzuheben, geben wir ein Beispiel. Für ein Galvanometer vom (totalen) Widerstand 10 Ohm ist bei einer Beobachtungszeit von 10 Sekunden diese Grenze:

$$1{,}1 \times 10^{-10} \text{ Volt.}$$

Mißt man also mit einem solchen Apparate eine Spannung von der Größenordnung 10^{-9} Volt, so hat man einen mittleren Fehler von etwa 10% zu erwarten. Um den Fehler auf 1% herunterzudrücken, würde man die Beobachtungszeit auf 100×10 Sekunden zu erhöhen haben.

Diese Werte für die Grenze der Leistungsfähigkeit gelten nur für den Fall von Aperiodizität durch magnetische Dämpfung. Ist die magnetische Dämpfung kleiner, oder ist die Dämpfung für einen merklichen Teil von anderer Herkunft, so wird die Grenze nach größeren Werten verschoben. Auch der überaperiodische Zustand ist etwas ungünstiger als der aperiodische Fall, in dem also die Leistungsfähigkeit maximal ist.

Um aber mit einem Galvanometer die Grenze der Leistungsfähigkeit wirklich erreichen zu können, soll der Apparat „fehlerfrei" sein, d. h. müssen seine eigenen Störungen kleiner sein als die Brownschen Schwankungen. Diese Forderung ist eine sehr hohe, der tatsächlich die meisten Galvanometer durchaus nicht genügen. Abgesehen von der magnetischen Beeinflussung des Nadelgalvanometers, sind es hauptsächlich die Erschütterungen des Gebäudes, die für die Störungen verantwortlich sind. Bei vollständiger Ruhe würde in dieser Hinsicht jedes Galvanometer ungestört sein. Anderseits wird es in einem starken Erschütterungen ausgesetzten Gebäude wohl niemals gelingen, ein Galvanometer so aufzustellen, daß es fehlerfrei ist. In den meisten Laboratorien aber, besonders im Keller oder im Erdgeschoß, wird man verschiedene Stellen antreffen, wo eine genügende Ruhe herrscht, um ein Galvanometer guter Konstruktion fehlerfrei aufstellen zu können. Das an gegebener Stelle erreichbare Minimum der Erschütterungsstörungen hängt jedenfalls in hohem Maße von der Qualität des Apparates ab.

Während also die Störungsfreiheit als eine sehr wesentliche Eigenschaft des Galvanometers angesehen werden muß, scheint es erstaunlich, daß bei der Beschreibung dieser Apparate bisher so wenig von ihren Störungen die Rede war. Wie wir schon bemerkten, wurde allgemein als die bei weitem wichtigste Eigenschaft des Galvanometers

nur die erreichte Empfindlichkeit erwähnt, und es war gebräuchlich, diese durch Angabe der kleinsten Stromstärke oder Spannung zu kennzeichnen, welche noch eben ablesbar sein würde, bei vorausgesetzten „günstigsten Umständen". Die ohne Zweifel vorhanden gewesenen Schwankungen des Lichtbildes wurden einfach unerwähnt gelassen. In der Literatur finden sich viele Beispiele dieser kritiklosen Anschauungsweise mit Angaben fabelhaft schwacher Ströme, die noch nachweisbar sein sollten. Nach dem, was wir im vorhergehenden über die Brownschen Schwankungen und über die schwer zu erreichende Fehlerfreiheit des Galvanometers sagten, wird es wohl klar sein, daß diese Angaben ohne jeglichen Wert sind.

Wie wir schon erwähnten, kann man die Ausschläge eines Galvanometers, und also auch seine Empfindlichkeit, mit einfachen Mitteln nach Belieben vergrößern. Eine sehr einfache Methode dazu beruht auf der Anwendung des „Thermorelais"[1]), mit Hilfe dessen die kleinsten Verschiebungen des vom Galvanometer reflektierten Lichtfleckes durch ein zweites Galvanometer vergrößert angezeigt werden.

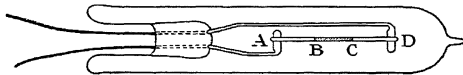



Abb. 7. Thermorelais nach Moll und Burger

Das Thermorelais ist folgendermaßen konstruiert: Ein aus etwa 0,001 mm dickem Thermoblech (s. S. 4) geschnittenes Bändchen *ABCD* (Abb. 7), in den Teilen *AB* und *CD* aus Konstantan und in *BC* aus Manganin bestehend, ist an der Vorderseite geschwärzt und in eine evakuierte Glasröhre eingeschlossen. Wird auf den mittleren Teil des Bändchens ein (scharf oder unscharf begrenzter) Lichtfleck projiziert, so werden beide Lötstellen *B* und *C* erwärmt, und zwar kann man durch Verschiebung des Relais in der Längsrichtung erreichen, daß die Temperatur der beiden Lötstellen die gleiche ist. Das mit dem Thermorelais verbundene zweite Galvanometer ist dann stromlos. Die kleinste Drehung des Spiegels aber verschiebt den Lichtfleck und verursacht einen Ausschlag des zweiten Galvanometers nach rechts oder links. Ist die Verschiebung nicht zu groß, so sind die Ausschläge des zweiten Galvanometers den Ausschlägen des primären proportional. Der Betrag der Vergrößerung läßt sich nach Belieben durch Regelung der Intensität des Lichtfleckes einstellen. Mit einer kleinen Glühlampe und einem Galvanometerspiegel von 5 mm Durchmesser kann man eine Drehung von $^1/_{10}$ Bogensekunde noch mit Sicherheit bemerken und eine mehr als hundertfache Vergrößerung der Empfindlichkeit leicht erreichen. Durch das Fehlen der Luft in der Glasröhre werden alle

[1]) Moll und Burger, Zeitschr. f. Phys. **34**, 109, 1925.

Störungen, welche die Konvektion verursachen würde, beseitigt. Das Thermorelais hat deswegen eine sehr hohe Störungsfreiheit. Wenn man bei starker Vergrößerung Störungen bemerkt, sind diese ein naturgetreues Bild der Störungen des primären Galvanometers.

Es hat keinen Zweck, die Vergrößerung der Empfindlichkeit mittels des Thermorelais weiterzutreiben, als der Leistungsfähigkeit des primären Galvanometers entspricht, d. h. bis zur deutlichen Sichtbarmachung seiner Störungen. Eine höhere Empfindlichkeit würde zwar die Ausschläge vergrößern, aber auch in gleichem Maße die Störungseffekte und daher den kleinsten wirklich ablesbaren Strom nicht kleiner machen. Für den Fall, daß man der äußersten Leistungsfähigkeit nachstrebt, ist eine solche Vergrößerung notwendig (und hinreichend), welche die Brownschen Schwankungen deutlich sichtbar macht.

Zusammenfassend kommen wir zu dem Schluß, daß ein Galvanometer, um den höchsten Forderungen zu genügen:

1. fehlerfrei sein soll, d. h. kleinere Störungen haben soll als die Brownschen Schwankungen,
2. aperiodisch sein soll infolge magnetischer Dämpfung,
3. sich schnell einstellen soll, damit die Ursachen möglicher Störungen aufgefunden werden können.

Die Einrichtung eines fehlerfreien Galvanometerkreises erfordert eine sorgfältige Vorbereitung. Denn nicht nur das Galvanometer selbst, sondern auch der äußere Kreis muß genügend störungsfrei gemacht werden. Man hat dazu das Verhalten des Lichtbildes einem eingehenden Studium zu unterwerfen.

Die bloße Betrachtung des Lichtbildes genügt dazu nicht; die einzige entscheidende Maßnahme ist die, das Galvanometer seine Schwankungen selbst aufschreiben zu lassen. Hierzu eignet sich am meisten die photographische Registrierung. Wer einmal zur Prüfung einer Galvanometeraufstellung die photographische Registriermethode angewandt hat, wird der visuellen Methode niemals mehr trauen.

Am einfachsten registriert man auf einem Bogen Bromsilberpapier, der auf der Außenseite eines um eine horizontale Achse mittels Triebwerk oder Motor langsam gedrehten Zylinders ausgespannt ist. Der Zylinder ist in ein lichtdichtes Gehäuse eingeschlossen, das an seiner Vorderseite mit einem langen horizontalen Spalt versehen ist. Auf diesen Spalt wird die durch das Galvanometer reflektierte vertikale Lichtlinie eingestellt. Zwecks gleichzeitiger visueller Ablesung bringt man über oder unter dem Spalt eine Teilung an. Damit die Lichtlinie nur einen recht kleinen Fleck auf dem Papier hervorrufe, soll entweder der Spalt schmal sein, oder man verwendet besser einen breiten Spalt mit einer länglichen starken Zylinderlinse dahinter, die auf das Papier ein sehr kleines Bild des Galvanometerspiegels entwirft, das bei Drehung dieses Spiegels eine lichtstarke Linie aufzeichnet. Es

hat praktische Vorteile, den Zylinder nicht nur arretieren, sondern auch auf einen beliebigen Anfangsstand einstellen zu können.

Zur Prüfung des Galvanometers und des Außenkreises macht man mit Hilfe des Registrierapparates Aufnahmen der Schwankungen des vom Galvanometer reflektierten Lichtbildes. Zuerst wird die Fehlerfreiheit des kurzgeschlossenen Galvanometers untersucht und, wenn nötig, verbessert. Wenn in der Tat die Unregelmäßigkeiten der registrierten Linie nicht größer sind als die berechenbaren Brownschen Schwankungen, so beginnt das Studium der äußeren Störungen. Man schaltet das Galvanometer in den vollständigen Meßkreis ein, ohne jedoch den zu messenden Strom einwirken zu lassen. Aller Wahrscheinlichkeit nach wird die registrierte Linie jetzt neben den Brownschen Schwankungen verschiedene äußere Störungen zeigen. Um dieser Störungen Herr zu werden, ist es, wie wir schon bemerkten, von großer Wichtigkeit, daß der Apparat sich schnell einstellt. Nur in diesem Fall zeigen die Unregelmäßigkeiten ausgeprägte Eigentümlichkeiten, aus deren Charakter man auf die vermutlichen Ursachen zu schließen hat. Man trifft Maßnahmen, um die Ursachen fortzuschaffen, und durch wiederholte Registrierung stellt man fest, ob man wirklich weiter gekommen ist.

Selbstverständlich setzt das Aufspüren der störenden Ursachen einige Erfahrung voraus. Oft ist es ziemlich schwer, die verschiedenen gleichzeitig wirkenden Störungen zu entwirren, und es gelingt erst nach längerer Zeit, ihre verschiedenen Ursachen sämtlich zu eliminieren. Für die Genauigkeit der späteren Messungen ist aber diese Arbeit notwendig und lohnend, und man hat die erfreuliche Sicherheit, daß prinzipiell alle Störungen (außer den Brownschen Schwankungen) überwindbar sind.

Um die Frage zu beantworten, welcher Galvanometertypus — der Nadel- oder der Spulenapparat — für die Messung schwächster Ströme den Vorzug hat, muß man ihre Vor- und Nachteile gegeneinander abwägen. Für den genannten Anwendungszweck wird man in erster Linie darauf achten müssen, inwieweit beide Typen den höchsten Forderungen Genüge leisten können. Die drei auf S. 14 erwähnten Eigenschaften sind dabei maßgebend. Die mit dem Apparate erreichbare Empfindlichkeit ist nicht so wesentlich, weil diese sich ja unschwer vergrößern läßt (s. S. 13).

Nichtsdestoweniger ist die Möglichkeit, mit einem Nadelgalvanometer ohne besondere Hilfsmittel hohe Empfindlichkeit erreichen zu können, als ein großer Vorteil dieses Apparates anzusehen. Zugunsten des Nadelgalvanometers kommt die Tatsache hinzu, daß man seine Einstellungszeit und seinen Widerstand in weiten Grenzen und in einfacher Weise regeln kann, die Einstellungszeit mittels eines Magnets, den Widerstand durch Auswechselung von Drahtspulen.

Dagegen sind als Nachteile des üblichen Nadelgalvanometers zu erwähnen: 1. seine Störbarkeit durch magnetische Einflüsse, 2. seine geringe Erschütterungsfreiheit und 3. seine kleine magnetische Dämpfung. Die ersten beiden Tatsachen brauchen wohl nicht näher erläutert zu werden. Was die dritte anbelangt, wollen wir folgendes bemerken: Nur wenn die Drehungen der Magnetnadel durch die in den Galvanometerwindungen induzierten Ströme aperiodisch gedämpft werden, ist die Grenzleistungsfähigkeit erreichbar. Die gewöhnlich unzureichende Magnetisierung der Nadel hat ernste Folgen. Wenn die Magnetisierung der Nadel den n-ten Teil der idealen Magnetisierung beträgt, wird auch nur etwa der n-te Teil der Grenzleistungsfähigkeit erreichbar sein.

Abb. 8. System des Mollschen Galvanometers

Die drei genannten Unvollkommenheiten des Nadelgalvanometers sind prinzipiell überwindbar. Ob man mit diesem Apparate bereits die Grenzleistungsfähigkeit hat erreichen können, ist uns nicht bekannt.

Bei Anwendung des Spulengalvanometers können diese Nachteile in einfacher Weise vollständig vermieden werden. Das starke magnetische Feld, in dem sich die Spule befindet, wird durch äußere Störungen nicht merkbar beeinflußt. Aperiodizität durch magnetische Dämpfung ist ohne Schwierigkeit herstellbar. Die von uns ständig verwendeten Moll-Galvanometer [1]) haben eine sehr hohe Erschütterungsfreiheit. Letztere Eigenschaft ist dadurch erreicht worden, daß die Spule nicht, wie früher allgemein üblich war, aufgehängt, sondern zwischen zwei Drähten ausgespannt ist (s. Abb. 8). Ein weiterer Vorteil dieses Galvanometers ist seine kleine Einstellungszeit. Diese beträgt weniger als 2 Sekunden [2]).

Der Nachteil des Spulengalvanometers ist seine beschränkte Empfindlichkeit. Durch welche Bedingungen die Empfindlichkeit dieser Apparate begrenzt ist, wollen wir hier nicht erörtern; tatsächlich stehen sie in dieser Hinsicht hinter den Nadelgalvanometern weit zurück. Dieser ungenügenden Empfindlichkeit ist aber leicht abzuhelfen. Mittels des auf S. 13 beschriebenen Thermorelais läßt sie sich nach Belieben vergrößern.

In dieser Weise ergänzt, gestattet ein gut konstruiertes Spulengalvanometer, die natürliche Grenze der Leistungsfähigkeit zu erreichen. Daß dies wirklich der

[1]) Moll, Proc. Amsterdam, Juni 1913.
[2]) Über Spulengalvanometer von noch viel kürzerer Einstellungszeit s. S. 31.

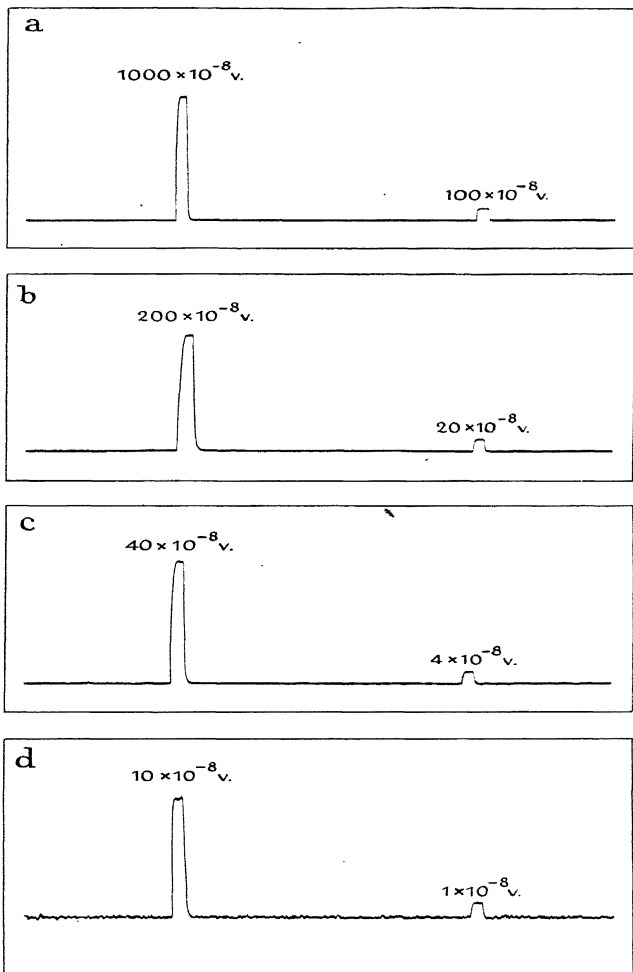



Abb. 9. Registrierte Nullinie und Ausschläge eines Mollgalvanometers, dessen Empfindlichkeit mittels eines Thermorelais vergrößert ist

a = normale Empfindlichkeit. Brownsche Schwankungen unsichtbar
b = 5 fache " " " "
c = 25 fache " " " schwach sichtbar
d = 100 fache " " " deutlich "

Fall ist, wollen wir an Hand eines überzeugenden Dokumentes zeigen. Wir gebrauchten das oben erwähnte Moll-Galvanometer. Es war auf eine Wandkonsole, und zwar in einem Zimmer des zweiten Stockes des Utrechter Institutes aufgestellt. Das Galvanometer selbst stellte sich in etwa 1½ Sekunden aperiodisch ein; durch Anwendung der Relaismethode erhöhte sich die Einstellungszeit auf etwa 3 Sekunden. Im fehlerfreien Außenkreise befand sich ein Widerstandskasten, mit dem beliebige elektromotorische Kräfte eingeschaltet werden konnten. Der gesamte Widerstand des Galvanometerkreises betrug ungefähr 100 Ohm. Die in Volt ausgedrückte mittlere Spannungsschwankung wegen der Wärmebewegung beträgt hier (s. S. 10):

$$\sqrt{\frac{W}{\Theta}\pi k T} = 6{,}5 \times 10^{-10} \text{ Volt.}$$

Abb. 9 ist eine in natürlicher Größe reproduzierte photographische Registrierung der Nullinie von je 8 Minuten Dauer. Jede Linie zeigt zwei Ausschläge, hervorgerufen durch Werte der elektromotorischen Kraft, die angeschrieben sind.

a gibt die Linie des Galvanometers an und für sich. Seine Leistungsfähigkeit wird nur durch die unvermeidliche Unschärfe der Linie begrenzt. Die Ablesung ist auf etwa 20×10^{-9} Volt genau.

b gibt die Linie bei 5facher Vergrößerung der Empfindlichkeit. Die (durch das zweite Galvanometer geschriebene) Linie ist ebenso glatt wie vorher und gestattet daher eine 5fach höhere Genauigkeit. Der mittlere Fehler ist ungefähr 4×10^{-9} Volt.

c gibt die Linie bei 25facher Empfindlichkeitsvergrößerung. Die Linie ist nicht mehr glatt, und der Gewinn an Genauigkeit ist dementsprechend kleiner. Der Fehler ist jetzt etwa 10^{-9} Volt.

d zeigt eine 100fache Vergrößerung. Die Linie weist deutliche Unregelmäßigkeiten auf. Eine weitere Vergrößerung der Empfindlichkeit würde daher keinen Zweck haben. Diese Schwankungen sind die Folge der Wärmebewegung, die natürliche Grenze der Leistungsfähigkeit ist hier erreicht. Die mittlere Schwankung ist ja von der Größenordnung des oben berechneten Betrags. Um den mittleren Fehler noch kleiner zu machen, besteht nur eine Möglichkeit: die Beobachtungszeit zu verlängern und durch Mittelwertsbildung weiter zu kommen.

Mit dieser Apparatur ist also die Möglichkeit gegeben, an Stellen, wo die Amplituden der Erschütterungen nicht allzu groß sind, die durch die Brownschen Schwankungen bedingte Grenze der Leistungsfähigkeit eines Galvanometers zu erreichen.

§ 4. Die thermoelektrische Spektralphotometrie

Zur thermoelektrischen Intensitätsvergleichung verschiedener Spektrallinien oder verschiedener Bereiche eines kontinuierlichen Spektrums verwendet man eine Thermosäule oder ein Thermoelement

(§ 2), ein Galvanometer (§ 3) und einen Spektralapparat (Kapitel VIII). In diesem Abschnitt geben wir einige allgemeine Bemerkungen darüber, wie man die drei Unterteile zu kombinieren hat, welche Schwierigkeiten zu erwarten und welche Maßnahmen dagegen zu treffen sind. Danach wird die praktische Ausführung der Messungen an mehreren Beispielen gezeigt, wobei der Nachdruck auf die höchst erreichbare Empfindlichkeit gelegt wird. Sodann folgt die Beschreibung einer besonders für schnelle Messungen eingerichteten Apparatur. Schließlich besprechen wir das zu den thermoelektrischen Apparaten gehörige Radiomikrometer.

Abb. 10 gibt das allgemeine Schema einer vollständigen Apparatur. Die zu untersuchende Lichtquelle Q wird mit einer vorzugsweise achromatischen Linse L (für Ultrarot mit einem Hohlspiegel) scharf auf den Eintrittspalt S_1 des Spektralapparates A abgebildet. Zur Erreichung einer maximalen Intensität im Spektrum trägt man bei dieser Abbildung Sorge, daß die nutzbare Öffnung des Spektralapparates ganz ausgefüllt wird. Der Spektralapparat (nur der Eintrittspalt S_1 und der Austrittspalt S_2 sind angedeutet) hat gewöhnlich eine Vorrichtung,

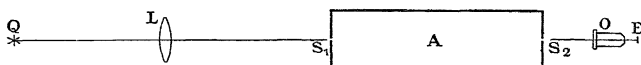



Abb. 10. Schematische Anordnung einer vollständigen Apparatur zur thermoelektrischen Intensitätsmessung im Spektrum

mit der das Spektrum an dem Spalt S_2 kontinuierlich oder sprungweise vorbeigeführt wird (s. S. 22). Unmittelbar hinter den Spalt S_2 kann man die Thermosäule stellen. In der Abbildung ist der Fall angenommen, daß man zur Erreichung einer hohen Empfindlichkeit die auf S. 8 erwähnte Anordnung verwendet; Spalt S_2 stellt den Spalt A aus Abb. 6 dar. Das Objektiv O entwirft ein verkleinertes Bild dieses Spaltes auf das Vakuum-Thermoelement E, das mit einem Galvanometer genügend hoher Leistungsfähigkeit verbunden ist. Für Ultrarot, und auch für Ultraviolett, wird man statt des in Abb. 6 wiedergegebenen Apparates mit Objektiv einen solchen mit (vorzugsweise elliptischen) Hohlspiegel verwenden.

Die Galvanometerausschläge, die man beim Vorüberführen des Spektrums bekommt, sind ein Maß für die zu bestimmenden Intensitäten. Im allgemeinen werden aber die von verschiedenen Wellenlängebereichen hervorgerufenen Ausschläge nicht ohne weiteres zu deren Intensitätsverhältnis führen. Man bedenke nur, daß zwei Strahlungen verschiedener Wellenlänge durch Absorption und Reflexion und durch Unschärfe der Abbildung in ungleichem Maße geschwächt werden. Wegen der ersten beiden Fehler der optischen Apparatur kann man mittels einer Lichtquelle bekannter Intensitätsverteilung (einer so-

genannten Normallampe, s. S. 100) korrigieren. Der durch Unschärfe bedingte Fehler kann bei Intensitätsvergleichung weit auseinander liegender Spektrallinien sehr schädlich sein. Man vermeidet ihn durch gesonderte Scharfeinstellung für jedes Spektralgebiet.

Selbstverständlich kann man den Spektralapparat auch mit der Hand nacheinander auf die verschiedenen Spektrallinien einstellen, und den Ausschlag messen. Diese einfachere Methode hat jedoch den Übelstand, daß es schwer ist, genau auf die Maxima der Linien einzustellen, und daß überdies ein kontinuierlicher Grund mitgemessen wird. Nur wenn das zu untersuchende Spektrum keinen kontinuierlichen Grund zeigt. und so linienarm ist, daß man mit breitem Spalt arbeiten kann, ist die einfachere Methode mit Vorteil verwendbar.

Eine für die thermoelektrische Apparatur charakteristische Schwierigkeit ist die Störung durch Wechselfelder. Diese rufen im Galvanometerkreise Wechselströme hervor, die die Lötstellen erwärmen und so einen störenden Thermostrom verursachen können. Die magnetischen Wechselfelder der gebräuchlichen niederen Frequenz geben im allgemeinen nur schwache Induktionströme, die überdies leicht abzuschirmen sind. Bei Hochfrequenz aber sind nicht nur die Induktionströme viel stärker, sondern es gelingt auch das Abschirmen gewöhnlich nur teilweise.

Bei Anwendung von gewöhnlichen Thermosäulen und Galvanometern bleibt diese Störung meistens unmerklich; bei einer empfindlichen Apparatur aber kann sie sehr beträchtlich sein. Das auf S. 7 beschriebene Vakuumelement ist für Wechselfelder sehr empfindlich. Ein Funke in einem benachbarten Zimmer kann schon deutlich anzeigbare Thermoströme hervorrufen. Diese Störungen haben den Charakter plötzlich auftretender, einseitiger Verrückungen des Lichtbildes. In vielen Fällen wird man die Ursache der Wechselfelder beseitigen können. Sind diese aber unvermeidlich, was z. B. der Fall ist, wenn in der Nähe eine Röntgeninstallation arbeitet, so kann man die Störung dadurch kompensieren, daß man ein zweites, möglichst identisches Vakuumelement in den Galvanometerkreis einschaltet. Dies Element schaltet man so, daß seine Thermokraft der des ersten entgegengesetzt ist. Mit Hilfe eines regelbaren Nebenschlusses läßt sich dann oft Gleichheit der durch beide gelieferten entgegengesetzten Störungen erreichen. Man könnte auch ein Vakuumelement mit zwei aktiven Lötstellen verwenden vom Typus des in Abb. 7 dargestellten Thermorelais. Der Bedingung der Identität beider aktiven Lötstellen ist aber schwer genau zu genügen.

Eine zweite für die thermoelektrische Anordnung typische Schwierigkeit ist ein kriechender Verlauf des Nullpunktes. Es wird ja das Thermoelement nicht nur durch die zu messende Strahlung, sondern auch durch die langsamen Änderungen der äußeren Temperatur be-

einflußt. Eigentlich wird diese Störung durch Strahlung hervorgerufen, ausgehend von der Glasröhre des Elementes. Diese wird im allgemeinen den äußeren Temperaturänderungen schneller (oder langsamer) folgen als die eingeschlossenen Metallteile. Diese Störung wird relativ klein gehalten durch das Einschließen der Glasröhre in ein schweres Metallrohr, das seinerseits von einem zweiten Metallrohr umgeben ist (s. die Abb. auf S. 8). Trotz aller Vorsorgen aber wird das Galvanometer doch noch immer kleine Wanderungen des Nullpunktes aufweisen. Diese Störung kennzeichnet sich durch langsame, ziemlich regelmäßige und erst nach längerer Zeit ihre Richtung wechselnde Verschiebungen des Lichtbildes. Bei visueller Betrachtung wird man durch Ablesung des Nullpunktes vor und nach dem Zustandekommen des Ausschlages den meist wahrscheinlichen Wert, den der Nullpunkt im Augenblick des Ausschlages haben dürfte, schätzungsweise zu ermitteln versuchen.

Jedenfalls aber machen sowohl die plötzlich auftretenden wie auch die sich langsam vollziehenden Nullpunktänderungen die visuelle Ablesung unsicher. Weit besser lassen beide Störungen sich unschädlich machen durch Anwendung des auf S. 14 besprochenen Rigistrierverfahrens. Die großen Vorteile, die die Registriermethode auch in dieser Hinsicht darbietet, wollen wir durch Beispiele erläutern.

Abb. 11. Störung durch hochfrequentes Wechselfeld

Abb. 11 gibt die Reproduktion einer registrierten Kurve, während dessen Aufnahme Störungen durch Wechselfelder wirksam waren. Die Störungen waren nicht immer vorhanden, sondern traten, wie dies vielmals der Fall ist, nur dann und wann auf. Die Kurve zeigt sie von *a* bis *b*. Die Störung hat nur ganz bestimmte Teile der Kurve unbrauchbar gemacht; die ungestörten Teile, wie z. B. die zu messenden Ausschläge *c*, *d*, *e*, *f* und *g* (Spektrallinien) sind vollwertig zu verarbeiten. Bei visueller Ablesung wäre es wohl unmöglich gewesen, die ungestörten Zwischenzeiten vorauszusagen und diese zu benutzen.

Aus Abb. 12 ist wohl ohne weiteres klar, wie man bei langsamen Änderungen des Nullpunktes diesen Rechnung tragen kann. Die eingezeichnete punktierte Linie stellt den Verlauf des Nullpunktes während des Ausschlages dar. Sie konnte mit großer Sicherheit angegeben werden. Um diese Methode mit Zuverlässigkeit anwenden zu können, darf aber die Neigung und die Krümmung der Null-Linie nicht allzu groß sein. Stillschweigend ist vorausgesetzt, daß die Drehung des Registrierapparates und die Verschiebung des Spektrums an dem zweiten Spalt des Spektrographen vorbei einander angenähert proportional sind.

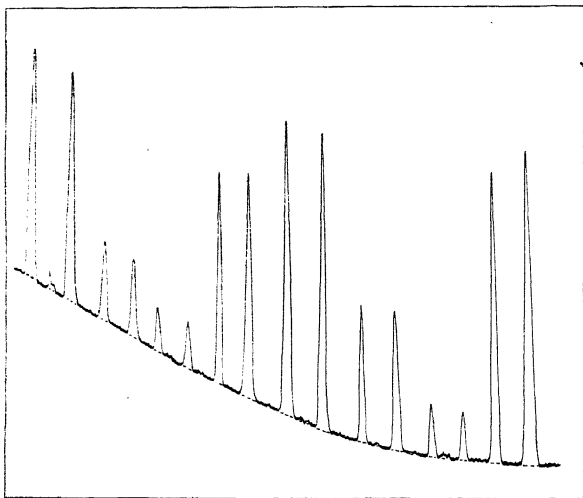



Abb. 12. Störung durch langsame Temperaturänderung des Zimmers

Um das Spektrum an dem zweiten Spalt des Spektralapparates vorbeizuführen, kann man einen Teil dieses Apparates langsam und kontinuierlich drehen. Man führt diese Drehung am besten mittels eines Triebwerkes aus; mit Handantrieb würde sie zu ungleichmäßig ausfallen. Je nach dem Bau des Apparates wird man den zu drehenden Teil anders wählen. Ist der Apparat mit Plangitter ausgerüstet, so ist eine Drehung des Gitters selbst angebracht. Ein Apparat mit Hohlgitter wird gewöhnlich nach der Rowlandschen Anordnung aufgestellt sein, wobei Gitter und Austrittspalt fest miteinander verbunden sind, und entlang zwei Geleisen langsam verschoben werden und sich dabei

drehen. Bei Apparaten mit einem einzigen Prisma wird für unseren Zweck vielmals die Wadsworthsche Anordnung verwendet, wobei das dispergierte Lichtbündel auf einem Planspiegel aufgefangen wird. Zu diesem Typus sind auch die Apparate mit Autokollimation und solche mit Prisma von konstanter Ablenkung und innerer Reflexion zu rechnen. In diesen Fällen dreht man das Prisma zusammen mit der spiegelnden Oberfläche. Bei Apparaten mit Verbund- oder mit geradsichtigen Prismen bewegt man zweckmäßig Prismen mit Linsen oder Hohlspiegeln zusammen.

Abgesehen von diesen wohlbekannten und vielfach beschriebenen Methoden können, wo es sich um nicht allzu weit auseinander liegende Spektralgebiete handelt, auch Drehungen anderer Teile zum Ziel führen. So kann man bei allen mit Hohlspiegeln versehenen Apparaten in sehr einfacher Weise auskommen, indem man einen der beiden Spiegel drehbar macht.

Aber auch ein umgekehrtes Verfahren, das Bewegen des Austrittspaltes bei stillstehendem Spektrum, hat unter Umständen seine Vorteile. Die Bewegung muß eine Drehung sein mit dem Gitter oder dem Prisma als Mittelpunkt.

Bei dieser Fülle von Möglichkeiten, die verschiedenen Wellenlängen nacheinander mit dem Austrittspalt koinzidieren zu lassen, ist es wohl selbstverständlich, daß auch die meisten nicht dazu bestimmten Spektralapparate durch Anbringen eines einfachen Drehmechanismus leicht für diesen Zweck einzurichten sind.

Auch der Registrierapparat hat seinen Bewegungsmechanismus. In der Literatur finden sich viele Ratschläge, wie die Bewegungen des Spektrographen und des Registrierapparates mechanisch zu koppeln sind, um dadurch die Proportionalität beider Bewegungen zu sichern. Eine zuverlässige mechanische Koppelung stellt aber sehr hohe Anforderungen. Viel einfacher kann man Proportionalität zustande bringen mittels zweier Triebwerke, die jedes für sich eine gleichmäßige Bewegung haben. Zwei Uhrwerke mit Unruhe sind für diesen Zweck angebracht. Daß selbst mit ungleichmäßig drehenden Triebwerken das erwünschte Ziel zu erreichen ist, werden wir bald zeigen (s. Beispiel I auf folgender Seite).

Eine Proportionalität beider Bewegungen ist aber nur dann erforderlich, wenn es einen gesetzmäßigen Zusammenhang zwischen Wellenlängen und Abständen in der registrierten Kurve geben soll. Diese Bedingung ergibt sich z. B. bei Intensitätsmessungen in kontinuierlichen Spektren, und auch, wenn man von Spektrallinien nicht nur die Intensitäten, sondern auch die Wellenlängen bestimmen will. Wenn es sich aber um Linien bekannter Wellenlängen handelt, sind diese gewöhnlich so leicht zu identifizieren, daß eine kleine Verzerrung ihrer Abstände ohne Bedenken ist. In diesem Falle können irgendwelche Triebwerke gebraucht werden. Zweckmäßig dreht man dann den Spektralapparat

durch einen Elektromotor mit Verzögerungsmechanismus und verwendet einen Registrierapparat mit seinem eigenen Triebwerk.

Es mögen hier einige Beispiele von Linienspektren folgen, die mit Spektrographen und Thermoelement oder Thermosäule registriert wurden.

I. Als erstes Beispiel geben wir in Abb. 13 die Reproduktion einer schon vor mehr als 25 Jahren aufgenommenen Registrierung, die die Intensitätsverteilung im Spektrum einer Quecksilberlampe darstellt. In diesem Photogramm wurden die fünf stärksten ultraroten Quecksilberlinien zum ersten Male aufgefunden und deren Wellenlängen und Intensitätsverhältnisse bestimmt [1].

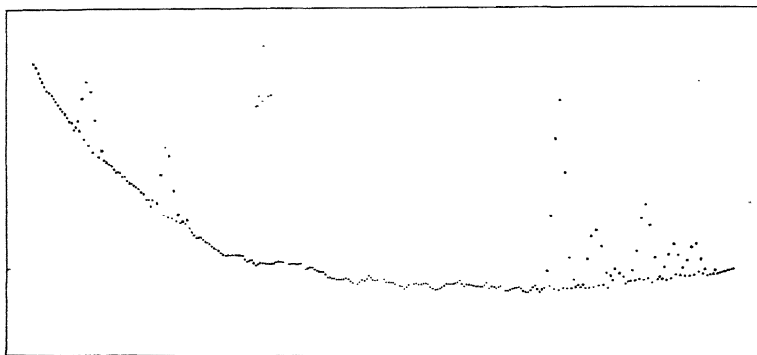



Abb. 13. Registrierte Kurve des Quecksilberspektrums von 0,5 bis 3 μ (aus 1906)

Die verwendete Thermosäule altmodischer Konstruktion und das Nadelgalvanometer waren beide ziemlich träge, die Einstellungszeit ihrer Kombination betrug nicht weniger als 20 Sek. Der Spektrograph war ein Apparat mit Hohlspiegeln und Steinsalzprisma. Das Prisma war zusammen mit einem Planspiegel (Wadsworthsche Anordnung) auf einen Tisch gestellt, der mittels einer feinen Mikrometerschraube zu drehen war. Vor jeder Aufnahme wurde der Apparat visuell so eingestellt, daß eine sichtbare Linie bekannter Wellenlänge mit dem Spalt der Thermosäule zusammenfiel. Mit dem so eingestellten Apparate hätte man, ausgehend von der bekannten Dispersion des Steinsalzes, Wellenlängen im Ultrarot bestimmen können, indem der Prismatisch proportional mit dem Registrierapparate bewegt wurde. Anstatt dieser Methode wurde ein eigentümliches Registrierverfahren verwendet, das,

[1]) W. J. H. Moll, Dissertation Utrecht 1907.

mit einfachen Mitteln hergestellt, von irgendwelchen Kopplungsfehlern völlig frei war und hohe Zuverlässigkeit dadurch gewährleistete, daß der Nullpunktsverlauf mit aufgeschrieben wurde.

Es wurde nämlich nicht eine kontinuierliche Kurve, sondern Punkte registriert, mit etwas größeren Zwischenzeiten als die Einstellungszeit des Galvanometers. Abwechselnd waren das Nullstände und Ausschläge (s. Abb. 13). Auch der Prismatisch wurde nicht kontinuierlich gedreht, sondern stufenweise, jedesmal nach Registrierung eines Ausschlages, und immer um genau demselben bekannten kleinen Winkel. Ausgehend von der bekannten Wellenlänge des ersten Ausschlages waren also die

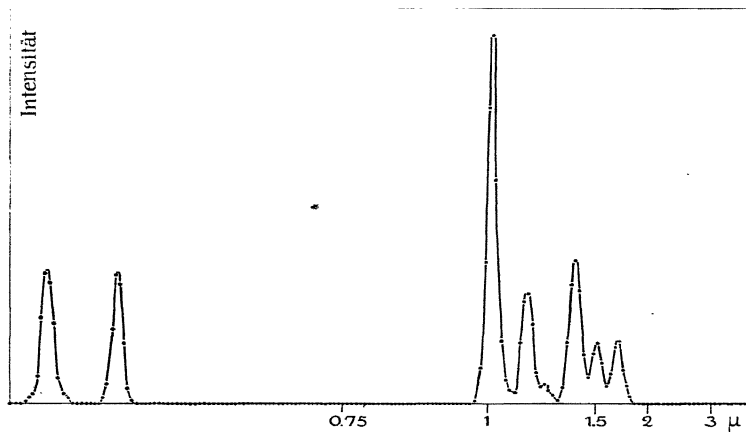



Abb. 14. Graphische Darstellung der registrierten Kurve von Abb. 13 (Quecksilberspektrum)

Wellenlängen aller anderen Ausschläge einfach zu berechnen: man brauchte nur zu wissen, wieviel Drehungen ausgeführt waren, d. h. abzuzählen, mit dem wievielsten Ausschlag man es zu tun hatte.

Bezüglich näherer Besonderheiten verweisen wir auf die erwähnte Publikation. Abb. 14 zeigt, wie das von der Apparatur gelieferte Ergebnis graphisch verwertet wurde, um Wellenlängen und Intensitäten ablesen zu können.

II. In Abb. 15 ist ebenfalls ein Quecksilberspektrum dargestellt, aufgenommen aber mit einer ganz anderen Apparatur. Als Spektralapparat wurde ein Spektroskop mit zwei Glasprismen und Autokollimation verwendet. Es war mit einem Drehmechanismus versehen, der die Prismen in der Stellung der minimalen Ablenkung hielt. Auf der Antriebschraube dieses Drehmechanismus war ein kleines Rad befestigt,

das mittels einer Schnur durch einen Elektromotor angetrieben wurde. (Das Spektroskop hatte den Nachteil, daß verschiedene Spektralgebiete

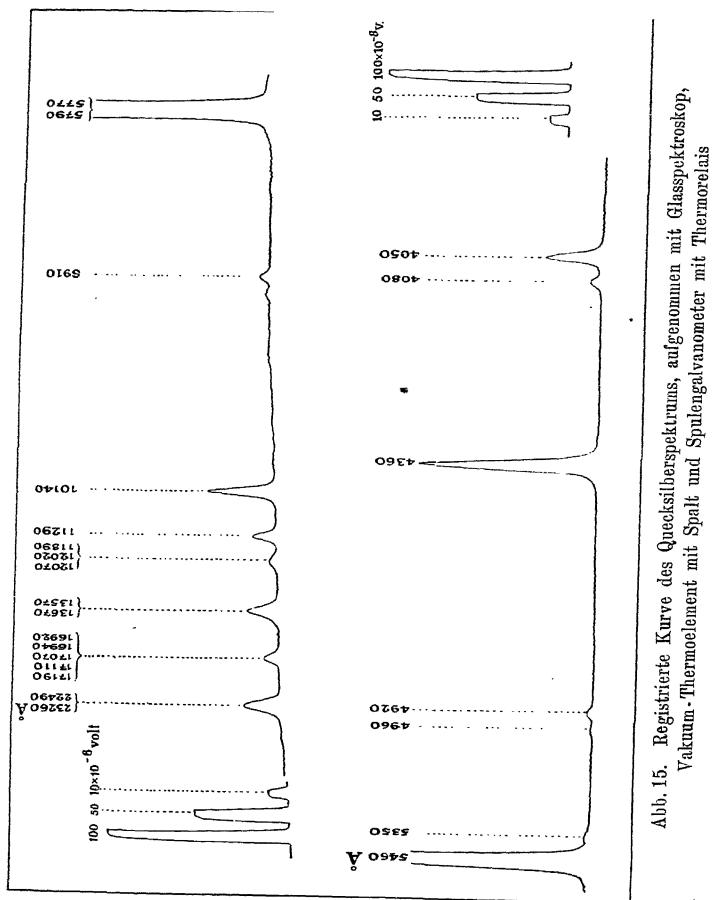



Abb. 15. Registrierte Kurve des Quecksilberspektrums, aufgenommen mit Glasspektroskop, Vakuum-Thermoelement mit Spalt und Spulengalvanometer mit Thermorelais

in ungleichem Maße abgeschirmt und infolgedessen weit auseinander liegende Linien nicht in ihren wahren Intensitätsverhältnissen registriert wurden.)

Das Okular des Spektroskopes war durch das früher beschriebene Vakuumelement mit Spalt und Objektiv (s. Abb. 6 auf S. 8) ersetzt worden. Das Element war an ein Mollgalvanometer angeschlossen, dessen Ausschläge mittels Thermorelais (s. S. 13) so weit vergrößert wurden, bis die Brownschen Schwankungen eben sichtbar waren. Vor und nach dem Spektrum sind Ausschläge registriert, die von 100, 50 und 10×10^{-8} Volt hervorgerufen wurden.

Abb. 16. Registrierte Kurve der Balmer- und Paschenserie des Wasserstoffspektrums

III. Die Kurve von Abb. 16 wurde aufgenommen, um die Intensitäten der Balmer- und der Paschenlinien des Wasserstoffs miteinander zu vergleichen. Der Spektrograph war ein Doppel-Monochromator (s. S. 102) mit Quarzprismen. Der mittlere Spalt des Monochromators wurde mittels eines Elektromotors langsam bewegt. Als Strahlungsmeßapparate wurden dasselbe Vakuumelement und dieselbe Galvanometeraufstellung gebraucht wie bei II. Zwischen P_δ und H_α sieht man Spuren des Stickstoffspektrums.

Abb. 17. Registrierte Kurve von drei Linien des Heliumspektrums, ohne zwischenliegende Teile und mit Wiederholung

IV. Als folgendes Beispiel geben wir in Abb. 17 eine Reihe von Spektrallinien, aufgenommen nach der an zweiter Stelle erwähnten Methode, wobei das Spektrum stillsteht und Spalt, Objektiv und Thermoelement am Spektrum vorbeigeführt werden. Der Spektrograph hatte Glaslinsen und zwei geradsichtige Kron-Flint-Prismen. Auch hier sind die unter II genannten Strahlungsmeßapparate verwendet

worden. Die Aufnahme hatte den Zweck, für Helium das Intensitätsverhältnis der starken ultraroten Linie (10 830 Å) und zweier sichtbaren Linien (5876 und 6678 Å) zu bestimmen.

Dabei ist ein Verfahren angewandt worden, das bei weit auseinanderliegenden Linien viel Zeit spart. Die Bewegung des Spektrographen war kontinuierlich, aber nur, wenn eine Linie in der Nähe war. Sobald die Linie passiert war, wurde die Bewegung mit der Hand weitergeführt, bis eine folgende Linie sich näherte. In dem durch Abb. 17 dargestellten Fall ist überdies jede Linie zweimal hintereinander registriert worden in der Absicht, eine höhere Genauigkeit zu erreichen. Nach der ersten Registrierung wurde dazu der bewegliche Teil des Spektrographen mit der Hand ein wenig zurückgedreht. Um die Konstanz der Lichtquelle zu kontrollieren, wurde die stärkste Linie am Ende nochmals aufgenommen.

Das oben erwähnte Verfahren des mehrmaligen Registrierens einer und derselben Linie ist besonders angebracht in Fällen, wo man es mit so schwachen Linien zu tun hat, daß der Ausschlag des Galvanometers nicht viel größer, oder sogar kleiner ist als die Brownschen Schwankungen. Der Fehler beim Ausmessen eines einzigen Ausschlages ist dann im Verhältnis zu diesem nicht klein. Aber die Mittelwertsbildung vieler Ausmessungen gibt die Möglichkeit, den Fehler beträchtlich zu verkleinern. Wir haben hier den auf S. 11 besprochenen Fall, daß man auf Kosten einer längeren Beobachtungszeit den durch die Brownschen Schwankungen bedingten Fehler herabdrücken kann[1]).

Außer Intensitätsmessungen in Emissionsspektren können auch Absorptionsmessungen Zweck der Untersuchung sein. Meistens wird man die Absorption in ihrer Abhängigkeit von der Wellenlänge messen wollen, und es wird also eine spektrale Zerlegung des Lichtes nötig sein. Als Lichtquelle gebraucht man entweder eine Lampe mit kontinuierlichem Spektrum, z. B. eine Glühlampe, oder eine solche mit Linienspektrum. Die Spektralapparate haben denselben Forderungen zu genügen, wie bei den eigentlichen Intensitätsmessungen; die Messung einer Absorption kommt ja auf eine Vergleichung zweier Intensitäten heraus. Auch die Ausführung der Messung verläuft in analoger Weise, nur hat man, besonders wenn es sich um die Bestimmung von Absorptionskoeffizienten handelt, auf den folgenden Umstand be-

[1]) Dies Mittel zur Erhöhung der Meßgenauigkeit ist indessen recht umständlich. Um eine zehnmal höhere Genauigkeit zu erreichen, braucht man eine hundertmal längere Beobachtungszeit. Jede Maßnahme dagegen, die den Thermostrom stärker macht, ohne Störungen herbeizuführen, kommt vollständig zur Geltung. Eine erfolgreiche Empfindlichkeitserhöhung der thermoelektrischen Spektralphotometrie wird nur dann erreicht werden können, wenn es gelingt, den Nutzeffekt des Thermoelementes wesentlich zu vergrößern.

dacht zu sein. Die gemessene, durch das zu untersuchende Objekt hindurchgegangene Strahlung wird im allgemeinen nicht allein durch die in Frage kommende Absorption und die leicht in Rechnung zu ziehenden Reflexionen abgeschwächt, sondern es tritt in dem absorbierenden Objekte auch Brechung auf, die an und für sich große Intensitätsänderungen herbeiführen kann. Auch von Absorptionsmessungen mögen hier noch ein paar Beispiele folgen.

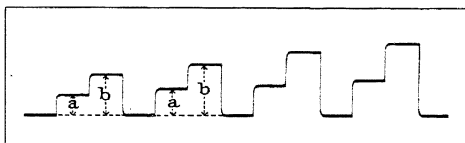



Abb. 18. Registrierte Kurve zur Bestimmung der Absorption einer Kupfersulphatlösung

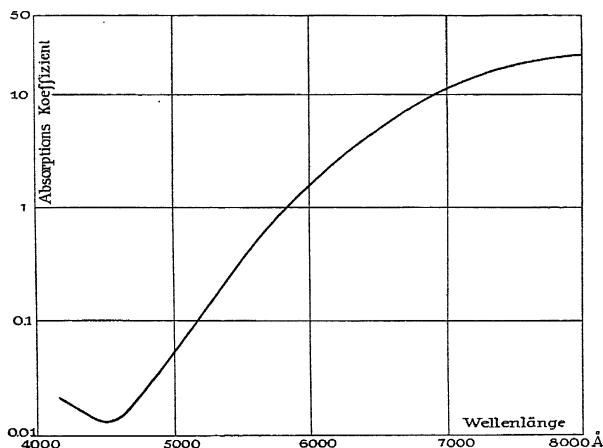



Abb. 19. Absorptionskoeffizient einer fünfprozentigen wässerigen Kupfersulphatlösung

V. Abb. 18 ist die Reproduktion einer Registrierung, die die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten einer wässerigen Kupfersulphatlösung zum Zweck hatte. Die registrierte Linie ist glatt, weil hier die Empfindlichkeit des Galvanometers nur gering zu sein brauchte. Die Untersuchungsmethode war die folgende: Eine fünfprozentige Lösung in

einer Glasküvette von 20 mm Dicke und eine identische mit Wasser gefüllte Küvette wurden abwechselnd vor den Spalt eines Monochromators gebracht, auf den eine Glühspirale abgebildet war. Jedesmal nach Registrierung der zwei bezüglichen Ausschläge a und b wurde während der Registrierung des Nullstandes die Wellenlängeneinstellung um einen gewissen Betrag geändert. Das Verschieben der beiden Küvetten, das Abblenden der Strahlung zur Registrierung des Nullstandes und die Verstellung des Spektralapparates geschahen automatisch. Eine Ausmessung dieser registrierten Kurve lieferten die Quotienten a/b, aus deren Werten und der bekannten Schichtdicke die Absorptionskoeffizienten ausgerechnet wurden. In Abb. 19 sind die so gefundenen Ab-

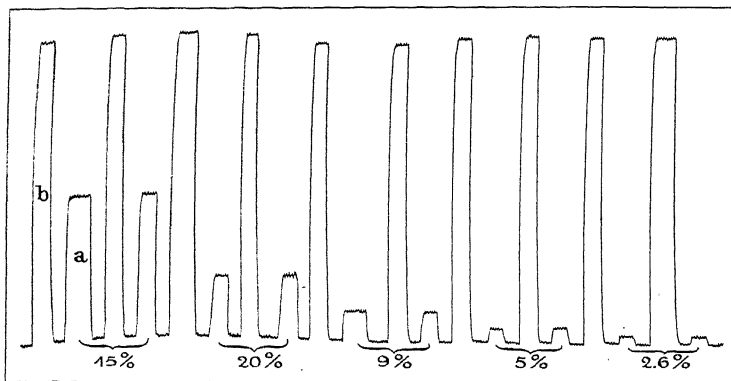



Abb. 20. Registrierte Kurve der Durchlässigkeit eines Platin-Stufenabschwächers für 6600 Å

sorptionskoeffizienten der Lösung gegen die Wellenlänge logarithmisch aufgetragen. Das Vorschieben der wassergefüllten Küvette hatte den Zweck, den oben erwähnten durch Brechungseffekte bedingten Fehler zu eliminieren. Zur Kontrolle kann man die Messung bei anderen Schichtdicken wiederholen. Man wähle diese so, daß die Schwächung in dem zu untersuchenden Spektralgebiete weder zu groß, noch zu klein wird.

VI. Als letztes Beispiel, das für die späterhin zu besprechenden Methoden der photographischen Photometrie von Wichtigkeit ist, geben wir die Absorptionsmessung eines Abschwächers (s. S. 82). Auch hier hat man die Wellenlängenabhängigkeit der Absorption zu betrachten. Abb. 20 ist eine mit Monochromator, Vakuumelement mit Objektiv und Galvanometer mit Thermorelais aufgenommene Kurve, die für die Wellenlänge 6600 Å die Intensitäten des ungeschwächten

und des durch die verschiedenen Stufen eines Platinabschwächers geschwächten Lichtes zeigt. Bei der Verwendung des Abschwächers interessiert uns seine Durchlässigkeit, d. h. die Werte des Quotienten a/b selbst, welche Werte in der Abbildung beigeschrieben sind.

Weil die Bestimmung einer Absorption oft die Messung stark abgeschwächter Intensitäten fordert, ist auch hier gewöhnlich eine hohe Empfindlichkeit der Apparatur erwünscht.

Während wir im Vorhergehenden den Nachdruck auf die Meßbarkeit der kleinstmöglichen Intensitäten legten, gibt es auch Umstände, wo eine schnelle Einstellung der Apparatur vor allen Dingen notwendig ist. Als Beispiel eines solchen Falles erwähnen wir die Erforschung der spektralen Intensitätsverteilung im Bilde der Sonne. Zur Lösung dieses Problems läßt man das Sonnenbild sich über den kurzen und sehr schmalen Spalt eines Spektralapparates langsam fortbewegen und registriert nacheinander für verschiedene Wellenlängen den Verlauf der durch den Austrittspalt hindurchgelassenen Strahlung. Am einfachsten ist es, die Bewegung des Sonnenbildes durch die Erddrehung selbst herbeiführen zu lassen. Diese Bewegung ist aber ziemlich schnell, und wenn man eine genaue Intensitätskurve verlangt, ist es deswegen geboten, wenig träge Strahlungsapparate zu verwenden.

Bei der Konstruktion eines Thermoelementes, das der Forderung einer möglichst schnellen Einstellung auf das Strahlungsgleichgewicht genügen soll, hat man dem ganzen empfindlichen Teil eine minimale Wärmekapazität zu geben, und die durch Strahlung hervorgerufene Wärme möglichst schnell durch Leitung abzuführen. Letztere Maßnahme verringert aber die Empfindlichkeit. Man kommt so zu dem Vakuumelement, ausgerüstet mit dem allerdünnsten Thermoblech, und paßt die Länge des Thermobändchens der gewünschten Einstellungszeit an. Konstruktive Schwierigkeiten setzen dieser Zeit eine untere Grenze. Mit dem gegebenen Material (Konstantan und Manganin) von einer Dicke von 0,0005 mm erreicht man bei einer Länge von 1,5 mm eine Einstellungszeit von ungefähr 0,2 Sek., was für den genannten Zweck genügt.

Das in Verbindung mit diesem Elemente zu gebrauchende Galvanometer muß sich ebenfalls sehr schnell einstellen und doch genügende Empfindlichkeit haben. Das früher beschriebene Galvanometer mit ausgespannter Spule (s. S. 16) erlangt die gewünschten Eigenschaften durch eine geeignete Wahl der Dimensionen von Spule und Spanndrähten. Um Aperiodizität zu erreichen, mußte freilich das magnetische Feld des Galvanometers erheblich verstärkt werden. Ein guter Stahlmagnet reicht jedoch zum Erregen dieses Feldes völlig aus. Dies Galvanometer hat eine Einstellungszeit von weniger als 0,25 Sek.

In Abb. 21 ist eine Kurve reproduziert, aufgenommen mit diesen Apparaten von geringer Trägheit. Bei der Aufnahme wurde ab-

wechselnd Strahlung auf das Element wirken gelassen und abgeschirmt, jedesmal während 0.65 Sek. Aus der Kurve geht wohl deutlich hervor, daß in weniger als 0.3 Sek. nach Anfang von Bestrahlung und Abschirmung der endgültige Wert des Ausschlages praktisch erreicht ist. Trotz dieser schnellen Einstellung ist die Empfindlichkeit der Apparatur sehr befriedigend, sie ist nur etwa dreimal kleiner als bei den ursprünglichen, ungefähr zehnmal langsameren Apparaten.

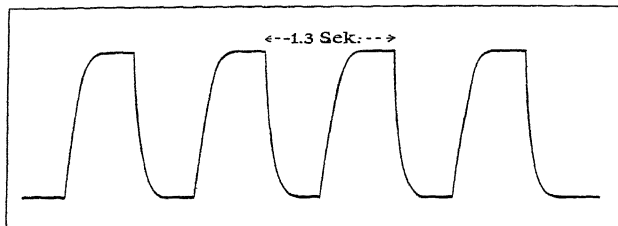



Abb. 21. Registrierte Kurve, aufgenommen mit schnellem Vakuum-Thermoelement und Galvanometer

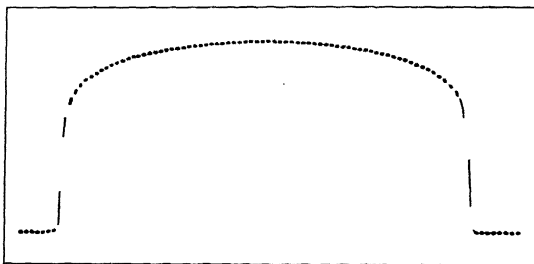



Abb. 22. Intensitätsverteilung über der Sonnenscheibe für 8000 Å

Abb. 22 gibt eine derartige registrierte Kurve [1]), aus der die Intensitätsverteilung längs dem Durchmesser der Sonne direkt abzulesen ist.

Die verschiedenen in diesem Buche wiedergegebenen Kurven sind ebenso viele Beispiele für die von uns täglich angewandte Methode des Registrierens. Obwohl wir gelegentlich den Nutzen dieser Methode schon kurz erwähnten, scheint es uns nicht überflüssig zu sein, hier nochmals ihre Vorteile zu betonen. Sonderbarerweise wurde ja bis

[1]) Moll, Burger und van der Bilt, Bull. Astr. Inst. of the Netherlands 1925.

heute die Registrierung fast ohne Ausnahme nur für automatisch arbeitende Vorrichtungen verwendet. Uns dagegen hat unsere Erfahrung gelehrt, daß überhaupt bei allen Messungen an Spiegelapparaten die Registrierung das einzige vernünftige Verfahren ist, und die visuelle Ablesung nur für orientierende Vorversuche angebracht ist.

Als ersten Vorteil der Registriermethode nennen wir ihre vollkommene Objektivität. Der visuelle Beobachter kann nie seine Persönlichkeit ganz ausschalten. Er sieht immer mehr oder weniger das Ergebnis voraus, und beim Notieren der Ausschläge ist er daher notwendig voreingenommen. Anderseits kann er einem etwas unsicheren Resultat mißtrauen. Ein registriertes Dokument ist überzeugend, nicht nur für den Forscher selbst, sondern, wenn nötig, auch für andere.

Weiter muß die Vollständigkeit einer registrierten Aufnahme hervorgehoben werden. Alle Einzelheiten werden festgelegt. Treten Fehler auf, so werden diese mitaufgeschrieben und sind dann oft als solche eliminierbar (s. S. 21). Erscheinungen, deren Messung nicht bezweckt war, gehen bei der visuellen Ablesung vielmals der Aufmerksamkeit verloren. Auf einer Registrierung fallen sie vielleicht auf, jedenfalls aber sind sie festgelegt und nach Jahren können sie noch bemerkt und näher untersucht werden.

Eine große Reihe von Zahlen ohne weiteres in ihren Beziehungen zu übersehen, ist eine psychologische Unmöglichkeit; bekanntlich ruft man dazu die graphische Darstellung zu Hilfe. Eine Registrierung liefert die graphische Darstellung direkt und mit viel feinerer Struktur, als je an Hand von abgelesenen Zahlen gezeichnet werden kann.

Schließlich erfordert die Technik des Ablesens Erfahrung und Intelligenz. Der Forscher selbst wird sich damit beschäftigen. Registriert er, so kann er aber während der Messung seine Aufmerksamkeit ganz dem Verlauf des zu messenden Vorgangs widmen. Ist seine Anwesenheit eine mögliche Ursache von Störungen, so kann er sich von seiner Apparatur entfernen.

Dem Registrierverfahren könnte man entgegenhalten, daß es die Aufstellung etwas kompliziert, und daß die photographische Behandlung des Registrierstreifens Zeitverlust mit sich bringt. Wer aber mit Registrieren vertraut ist, wird die geringe, mit dem Registrieren verbundene Arbeit gegenüber dem Fortfallen des anstrengenden Ablesens gern in Kauf nehmen. Das Entwickeln usw. kostet Zeit, aber bei einiger Übung braucht jede Aufnahme, auf der Ergebnisse mehrerer Stunden angesammelt sein können, nicht mehr als etwa 5 Minuten zur Ablieferung des meßfertigen trockenen Dokuments. Man könnte noch meinen, daß zur Registrierung eine Verdunkelung des Zimmers notwendig sei, aber eine einfache im Registrierapparat anzubringende Vorrichtung zum Abschirmen des ungewünschten Lichtes ermöglicht das Arbeiten bei vollem Lichte. Auch die Entwicklung kann man mit starker, gelber Beleuchtung ausführen.

Wer einmal die beiden Methoden, die Registrierung und die visuelle Ablesung, kritisch miteinander verglichen hat, wird unbedingt die weite Überlegenheit der ersteren mit uns anerkennen.

Eine ganz andere thermoelektrische Apparatur für Spektralphotometrie bildet das zum ersten Male von Boys konstruierte Radiomikrometer. Es ist eine Kombination von Thermoelement und Spulengalvanometer in einem einzigen Apparate. Das Thermoelement ist mit der Spule fest verbunden und dreht sich mit dieser. Die Einrichtung des Radiomikrometers wird aus Abb. 23 deutlich. Das Thermoelement *T* ist an die beiden Enden der aus einer einzigen Windung bestehenden Spule *S* (mit Spiegel *M*) gelötet, die mittels eines Quarzfadens *Q* zwischen den Polen *PP* eines Stahlmagnets aufgehängt ist.

Prinzipiell hat diese Konstruktion den Vorteil, daß der schädliche Widerstand der Aufhängung der Galvanometerspule in Fortfall kommt. Deswegen kann man erstens die Direktionskraft der Aufhängung sehr klein machen ohne gleichzeitige Verkleinerung der durch das Element gelieferten Energie, und zweitens den Vorteil einer einzigen Windung ausnützen, wodurch der Widerstand sehr klein und infolgedessen die durch das Element gelieferte Energie maximal wird. In Wirklichkeit ist der letzte Vorteil nur gering, weil ja das Thermoelement der Empfindlichkeit wegen aus dünnen Metallen angefertigt sein muß und deshalb an und für sich doch schon einen relativ großen Widerstand hat. Infolge des Fortfalls des Aufhängungswiderstandes bleibt indessen das Radiomikrometerprinzip der getrennten Anordnung von Thermoelement und Galvanometer etwas überlegen. Der Gewinn kann aber auch bei einem idealen Radiomikrometer niemals groß sein, weil die Leistungsfähigkeit auch hier durch den Nutzeffekt des Thermoelementes und die Brownsche Bewegung beschränkt ist. Jedenfalls läßt sich hohe Empfindlichkeit nur im Vakuum erreichen. Beim Radiomikrometer wäre man dann genötigt, den ganzen Apparat in eine hochevakuierte Hülle einzuschließen, wobei ein dauerndes Vakuum wohl unmöglich ist.

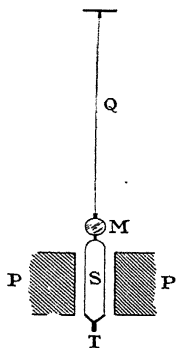



Abb. 23. Radiomikrometer

Ein weiterer Nachteil des Radiomikrometers ist die zwangsläufige Verbindung des die Strahlung auffangenden Teiles mit dem beweglichen Teil. Der Apparat ist, ebenso wie die meisten Galvanometer, gegen Erschütterungen sehr empfindlich. Es ist daher unbedingt notwendig, den Apparat in ruhiger Lage, am besten auf einer Wandkonsole aufzustellen. Bei der getrennten Anordnung kann man das Thermoelement an jeder beliebigen Stelle, wenn nötig in beträchtlichem Abstande vom Galvanometer, benutzen. Beim Gebrauch des

Radiomikrometers dagegen ist die Stellung des Thermoelementes von vornherein festgelegt. Die ganze Spektralanordnung muß also in der unmittelbaren Nähe des Apparates aufgestellt werden, wobei man selbst in den Richtungen ganz und gar gebunden ist. Das übliche Verfahren der Fertigstellung der zusammengesetzten optischen Anordnung, wobei man, ausgehend von der Lichtquelle, allmählich die verschiedenen hintereinander folgenden Unterteile ein- und nachstellt, und erst zuletzt das Auge durch das Thermoelement ersetzt, ist beim Gebrauche des Radiomikrometers unmöglich, weil hier die Stelle des Elementes von vorne herein festgelegt ist.

Obwohl also das Radiomikrometer gegenüber der Kombination von Thermoelement und Galvanometer einen kleinen prinzipiellen Vorteil aufweist, sind die praktischen Nachteile dieses Apparates dem kleinen Vorteil weit überlegen.

§ 5. Das Bolometer

Das durch die Arbeiten von Langley bekannt gewordene Bolometer hat längere Zeit einen Vorsprung vor dem Thermoelement gehabt. Die einfache Konstruktion seines empfindlichen Teiles ermöglichte eine viel feinere Ausführung, als damals für Thermoelemente möglich war, denn beim Bolometer ist der Strahlungsempfänger ein Bändchen aus nur einem Metall. Man nimmt ein reines Metall, da geringe Verunreinigungen den Temperaturkoeffizient des Widerstandes beträchtlich erniedrigen können. Welches Metall man wählt, ist ziemlich gleichgültig, bekanntlich hat ja der Temperaturkoeffizient für die verschiedenen reinen Metalle ungefähr den gleichen Wert. Gewöhnlich gebraucht man Platin, das sich durch Anwendung des Wollastonschen Verfahrens (Bedeckung mit einer Silberhaut, die nach der Bearbeitung chemisch fortgeschafft wird) leicht zu jeder gewünschten Dünnheit (bis weniger als 1 μ) auswalzen läßt. Mit so dünnen Bändchen ausgerüstet, war das Bolometer, sowohl was Empfindlichkeit wie Einstellungszeit betrifft, den altmodischen Thermoelementen weit überlegen [1]).

Seit es indessen gelungen ist, Thermoelemente von ebenso winzigen Abmessungen herzustellen, hat das Bolometer seinen Vorsprung verloren. In den letzten Jahren ist die Benutzung dieses Apparates stark zurückgegangen, was wohl in erster Linie den Störungen, denen er unterworfen ist, zuzuschreiben ist.

Die für das Bolometer charakteristischen Störungen haben ihren Ursprung in dem Strom, den man dem Apparat zuzuführen hat. Der

[1]) Bei Messung von Röntgenstrahlung kürzerer Wellenlängen kann es von Vorteil sein, die Bändchen nicht zu dünn zu wählen, weil sonst ein zu kleiner Bruchteil der Strahlung absorbiert wird. Die Schwierigkeit der Selektivität, die sich bei Röntgenstrahlungsmessungen bietet, wurde schon auf Seite 1 erwähnt.

Empfindlichkeit wegen muß dieser Strom stark sein: gewöhnlich macht man ihn so stark, daß das Bolometerbändchen mehrere Grad über Zimmertemperatur erhitzt wird. Das Bändchen hat die minimalen, durch die zu messende Strahlung hervorgerufenen Temperaturänderungen anzugeben: irgendwelche Temperaturschwankungen anderer Herkunft bedingen daher beträchtliche Störungen. Der Forderung, daß ohne Strahlung die Temperatur des Bändchens konstant sein soll, ist schwer zu genügen, um so schwerer, je höher die Empfindlichkeit getrieben, d. h. die Temperatur des Bändchens gesteigert wird. Wenn dieses sich in Luft befindet, wie das bei vielen Bolometern der Fall war, verursacht die Heizung des Bändchens unregelmäßige Konvektionsströmungen in dem Gase. Diese rufen Nullpunktsschwankungen hervor, die eine starke Steigerung der Empfindlichkeit zwecklos machen.

Beim Vakuumbolometer sind die Verhältnisse viel günstiger. Es könnte scheinen, als ob die Tatsache, daß nicht die Strahlung selbst, sondern eine ergiebige Stromquelle die Energie liefert, die Möglichkeit einer beliebigen Empfindlichkeitserhöhung bietet. Dies ist aber keineswegs der Fall. Nur bei kleinen Strombelastungen ist die Strahlungsempfindlichkeit dem Heizstrom proportional. Bei höheren Belastungen nimmt der Gewinn an Empfindlichkeit immer mehr ab, bis schon bei einer nicht sehr hohen Temperatur (weniger als 100°) ein Maximum der Empfindlichkeit erreicht wird. Bei weiterer Stromzunahme würde des höheren Strahlungsverlustes wegen die durch eine gegebene Strahlung bedingte Temperaturerhöhung kleiner ausfallen. Die Empfindlichkeit des Bolometers hat also eine Grenze.

Aber selbst ein ideales, d. h. störungsfreies und bis auf maximale Empfindlichkeit geheiztes Bolometer würde kaum einen höheren Nutzeffekt aufweisen, als die schon jetzt verfügbaren Thermoelemente. Die zu dieser Aussage führende kritische Vergleichung beider Meßmethoden hat dem Umstand Rechnung getragen, daß das Thermoelement eine Stelle maximaler Empfindlichkeit hat, infolgedessen eine Konzentration der Strahlung hier einen größeren Gewinn bedeutet als beim Bolometer.

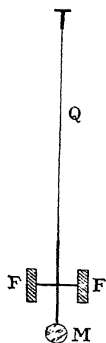



Abb. 24. Radiometer

§ 6. Das Radiometer

Das in Abb. 24 schematisch dargestellte Radiometer besteht aus einem System mit zwei schmalen geschwärzten Flügelchen *FF* und einem Spiegelchen *M*, in einem verdünnten Gase an einem Quarzfaden *Q* aufgehängt. Durch Bestrahlung eines der beiden Flügelchen wird dieses abgestoßen und dem Spiegel eine Drehung mitgeteilt, die gemessen wird. Die Abstoßung ist auf eine Wechselwirkung zwischen dem verdünnten Gase

und dem bestrahlten Flügelchen zurückzuführen. Die Wirkung läßt sich vergrößern, indem man direkt vor diesem eine feststehende (und durchsichtige) Platte anbringt.

Das Radiometer bildet einen sehr empfindlichen Strahlungsmeßapparat, dessen Einstellungszeit bei guter Konstruktion überdies ziemlich klein sein kann. Der Apparat ist aber umständlich im Gebrauch (auch insofern, als man ihn selber anfertigen muß) und weist weiter den beim Radiomikrometer auf S. 34 erwähnten Nachteil auf, daß der strahlungsempfindliche Teil selbst in Drehung versetzt wird.

Das Radiometer hat bis heute nur wenig Anwendung gefunden. Wir sind aber überzeugt, daß es bei einer besseren Konstruktion einer der vorzüglichsten Strahlungsapparate werden könnte.

Kapitel II

Die lichtelektrischen Methoden

§ 7. Die Photozelle

Strahlung, die Materie trifft, kann bei bestimmten Körpern neben der immer auftretenden Erwärmung auch elektrische Erscheinungen hervorrufen. Diese beruhen auf Loslösung von Elektronen und zeigen alle eine mehr oder weniger ausgeprägte Selektivität. Manchmal sind die elektrischen Effekte nur gering, aber eben ihrer elektrischen Natur wegen brauchen diese Effekte keine weitere Umsetzung, und demzufolge sind sie leicht nachweisbar. Im Spektralgebiet, wo sie Aktivität zeigen — hauptsächlich bei den kleineren Wellenlängen —, bieten sie daher die Möglichkeit, schwächere Strahlung zu messen, als es die thermischen Methoden erlauben. Deswegen haben sie große Bedeutung für spektrale Intensitätsmessungen in diesem Wellenlängenbereich. Gegenüber der später zu behandelnden photographischen Methode bieten sie den großen Vorteil einer direkten Ablesung, was besonders bei wiederholten Messungen derselben Spektrallinie erhebliche Zeitersparnis bedeutet. Von den verschiedenen Erscheinungen dieser Art nennen wir den eigentlichen lichtelektrischen Effekt, die Widerstandsänderung des Selens usw. und die Ionisation der Gase. Sie haben zur Konstruktion der Photozelle, der Selenzelle und der Ionisierungskammer geführt, Apparate, die wir nacheinander kurz besprechen werden. Wir fangen mit der Photozelle an [1]).

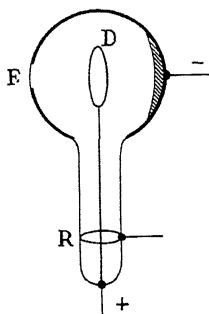



Abb. 25. Photozelle

In Abb. 25 ist die für Strahlungsmessungen meist gebräuchliche Form der Photozelle angegeben. Ein luftleeres Gefäß aus Glas (oder eventuell Quarzglas) trägt an der Innenseite eine Schicht eines Metalles, das in dem zu untersuchenden Spektralgebiet einen starken lichtelektrischen Effekt aufweist. Diese Schicht wird mit dem negativen

---

[1]) Es gibt noch eine Reihe von andersartigen lichtelektrischen Apparaten, die zurzeit aber nicht für spektralphotometrische Zwecke angewandt sind und die wir deswegen übergehen.

Pol einer Batterie von etwa 100 Volt oder mehr verbunden, während ein in einem Seitenrohr eingeschmolzener ringförmiger Draht *D* als Anode dient. Die durch das Fenster *F* und durch den Ring auf die metallische Schicht fallende Strahlung macht hier Elektronen frei, die von der Anode angezogen werden und nach der Batterie zurückfließen. Dieser Photostrom ist ein Maß für die Intensität der Strahlung. Er kann durch ein Galvanometer (oder ein Elektrometer in Stromschaltung) angezeigt werden.

Es ist wichtig, daß keine lokalen Änderungen der Wandladung auftreten und auch daß die manchmal etwas lockere aktive Schicht eine gut leitende Unterlage hat. Zu diesem Zwecke bedeckt man die ganze Innenwand bis auf das Fenster und das Seitenrohr mit Silber, bevor das aktive Metall eindestilliert wird. Eine weitere Gefahr bilden Leckströme zwischen Anode und Kathode, der Glaswand entlang. Um diese dem den Photostrom anzeigenden Apparat fernzuhalten, ist bei *R* ein Schutzring angebracht, der über einen großen Widerstand mit der Anode verbunden wird.

Als Kathodenmaterial nimmt man gewöhnlich Cäsium, Kalium, Natrium oder Kadmium. Diese Metalle zeigen in hohem Maße den sogenannten selektiven lichtelektrischen Effekt, wobei für einen bestimmten Spektralbereich die Ausbeute an Elektronen beträchtlich größer ist als bei dem sogenannten normalen Effekte. Die Form der Empfindlichkeitskurve und besonders die spektrale Lage der maximalen Empfindlichkeit sind stark von zufälligen Umständen abhängig; wohl kann man sagen, daß für Cäsium das Maximum im Grünen, für Kalium im Violetten, für Natrium im nahen und für Kadmium im etwas weiteren Ultraviolett liegt. Um den erheblichen Unterschied der Empfindlichkeit für nicht weit auseinander liegende Wellenlängen hervorzuheben, geben wir in Abb. 26 einen Teil der Empfindlichkeitskurve einer im Utrechter Institute hergestellten Photozelle.

Der „Nutzeffekt" der beschriebenen Photozellen ist ziemlich hoch. Der bei gegebener Strahlung von der günstigsten Wellenlänge gelieferte Photostrom ist zwar von ungefähr derselben Größenordnung, wie sie thermoelektrisch zu erreichen ist. Es läßt sich aber der Photostrom einfach verstärken (s. weiter unten). Vergleichen wir die weiteren Eigenschaften von Photozelle und Thermosäule miteinander, so bemerken wir, daß der Widerstand der Photozelle — insofern man hier von einem Widerstand sprechen kann — viele Zehnerpotenzen größer ist als bei den üblichen Thermosäulen, während bei guter Konstruktion die Trägheit der Photozelle verschwindend klein ist.

Wo es nur auf hohe Empfindlichkeit ankommt, läßt sich diese einfach erhalten. Es werden dazu zwei Mittel angewandt. Erstens die Füllung des Gefäßes mit einem Edelgase von niedrigem Druck. Dadurch wird Stoßionisierung hervorgerufen, und demzufolge kann bei Anlegung genügend hoher Spannung der Photostrom viele hundert

Male stärker werden als im Vakuum. Vielmals wird diese Spannung selbst so hoch wie möglich gewählt, d. h. bis nahe der Durchschlagsspannung. Für Meßzwecke ist die Gasfüllung, und insbesondere letzteres Verfahren, unvorteilhaft, denn man erhält ja die größere Empfindlichkeit nur auf Kosten der zeitlichen Konstanz des Photostroms und der Proportionalität von Strahlung und Photostrom. Das zweite Mittel, das bei Alkalizellen Verwendung findet, ist die Sensibilisierung der Metalloberfläche. Durch Erhitzen in Wasserstoff verwandelt man die Oberfläche in Alkalihydrid, und setzt dieses durch eine kurz-

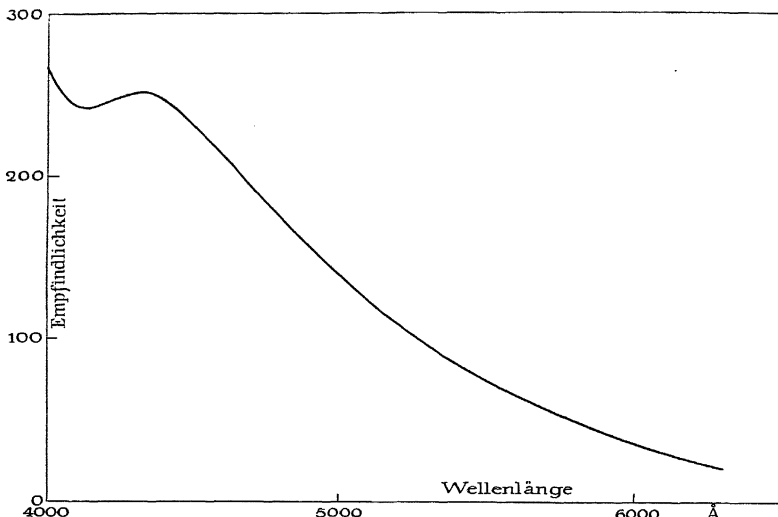



Abb. 26. Empfindlichkeitskurve einer Photozelle

dauernde leuchtende Entladung in sehr fein verteiltes Alkalimetall um. Auch die so behandelten Zellen zeigen zeitliche Inkonstanz und sind deswegen zu Intensitätsmessungen ungeeignet.

Eine für unseren Zweck einwandfreie Methode der Empfindlichkeitsvergrößerung ist diejenige mittels Verstärkerröhren. Die Zelle soll dabei evakuiert und nicht sensibilisiert sein, damit ihre günstigen Eigenschaften erhalten bleiben; die Empfindlichkeit läßt sich in dieser Weise ganz erheblich vergrößern. Die Photozelle mit ihrem sehr großen Widerstand ist dem in der Radiotechnik üblichen Verstärkungsverfahren ganz angepaßt. Man könnte meinen, daß die Meßbarkeit der Photoströme, die gewöhnlich schwächer sind als die mit derselben

Strahlung erhältlichen Thermoströme, noch in höherem Maße als diese durch die Brownschen Schwankungen beschränkt wäre. Auch diese Schwierigkeit wird durch den großen Wert des Widerstandes der Zelle behoben. Bei so hohem Widerstand im Stromkreise werden ja die Brownschen Stromschwankungen um mehrere Zehnerpotenzen schwächer als bei Messungen mit der Thermosäule.

Kombiniert man die oben erwähnten Mittel zur Empfindlichkeitsvergrößerung mit dem Verstärkerverfahren, so lassen sich außerordentlich hohe Empfindlichkeiten erreichen, und es können sogar einzelne Energiequanten nachweisbar werden. Wie schon gesagt, beeinträchtigen aber die früher genannten Mittel die Zuverlässigkeit der Methodik dermaßen, daß sie für Meßzwecke unbrauchbar ist.

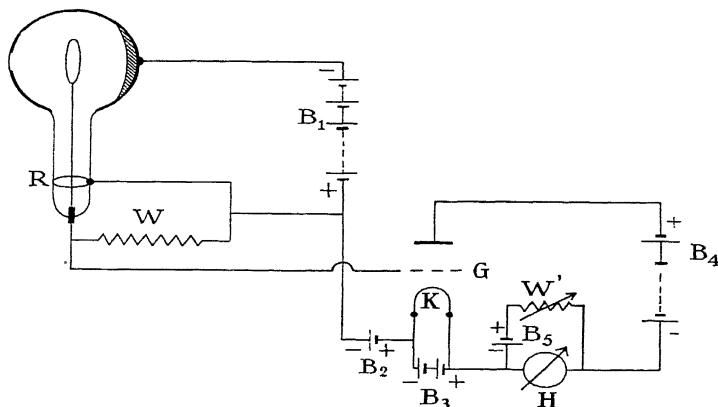



Abb. 27. Photozelle mit Verstärkungsschaltung und Galvanometer

In der Literatur werden viele Schaltungen zur Steigerung des Photostroms mittels Verstärkerröhren beschrieben. Wir wollen ihre Qualitäten nicht diskutieren. Lieber geben wir in Abb. 27 ein Schema, das im Utrechter Institut [1]) erprobt wurde und sich als sehr empfehlenswert erwies. Der von der Batterie B_1 gelieferte Photostrom wird durch einen Widerstand W geleitet, an dessen Enden also eine Potentialdifferenz aufrechterhalten wird, die dem augenblicklichen Wert des Photostromes proportional ist. Diese Potentialdifferenz wird, mit Zwischenschaltung einer Batterie B_2, an die Kathode K (geheizt von der Batterie B_3) und das Gitter G einer Verstärkerröhre angelegt. Infolgedessen erleidet der von der Batterie B_4 erzeugte Anodenstrom

[1]) L. S. Ornstein und J. F. Custers, Proc. Amsterdam **33**, 473, 1930.

Änderungen, die dem Photostrom proportional sind. Batterie B_5 gibt einen Strom durch das Galvanometer H. Dieser Strom wird mittels des Widerstandes W' so reguliert, daß er den Anodenstrom kompensiert. Das Galvanometer zeigt also nur die dem Photostrom proportionale Anodenstromänderungen an. Die Verbindung des Schutzringes R über den Widerstand W mit der Anode der Photozelle wurde oben schon erwähnt.

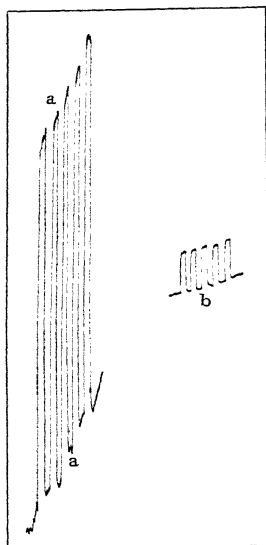



Abb. 28. Registrierte Kurve aufgenommen mit Photozelle und Verstärkung

a) Galvanometer mit voller Empfindlichkeit

b) Galvanometer mit $^1/_{10}$ der vollen Empfindlichkeit

Als Schwierigkeiten traten auf: eine Inkonstanz der verschiedenen Batterien und äußere Störungen elektrischer und magnetischer Art. Sie wurden folgendermaßen beseitigt: Die Batterien B_1 und B_4 sind aus kleinen Akkumulatoren hergestellt. Als Batterie B_2, zur Aufrechthaltung einer konstanten Gitterspannung, wurden zwei Westonelemente verwendet, deren Lösung ungesättigt gewählt wurde, um den Temperatureinfluß fernzuhalten. Die den Glühstrom erzeugenden Akkumulatoren B_3 wurden ursprünglich auch zur Lieferung des Kompensationsstromes verwendet. Es erwies sich aber als notwendig, die Kompensation mit einem gesonderten Akkumulator B_5 herzustellen. Um äußere elektrische Störungen zu vermeiden, wurden die Zelle und die Verstärkerröhre in Kupfer eingebaut, und alle austretenden Leitungen von außen geerdeten Bleikabeln hergestellt. Störungsfrei gegen magnetische Einflüsse wurde die Aufstellung nur, nachdem alle Unterteile, einschließlich die Batterien, in einem schweren eisernen Kasten eingeschlossen waren, der nur eine Öffnung zum Eintritt der Strahlung hat und aus dem nur das Galvanometerkabel nach außen tritt.

Als Verstärkerröhre wurde eine A 415-Lampe von Philips von sehr großer Steilheit (2 mA/Volt) verwendet, die sich vorzüglich bewährt hat. Nur wurde die Hülse abgenommen und der Lampenfuß mit Paraffin ausgefüllt. Der Koppelwiderstand W konnte bis auf 50 Megohm gebracht werden, was einer Verstärkung des Photostroms von etwa 100 000 entspricht.

Die Kurve a aus Abb. 28 gibt eine mit dieser Apparatur erhaltene Registrierkurve. Das blaue Licht einer Quecksilberlampe (4359 Å) wurde abwechselnd während 5 Sek. zugelassen und abgeschirmt. Die

Intensität dieses Lichtes hatte den winzigen Wert von etwa 3×10^{-2} Erg/Sek. cm². Die bestrahlte Oberfläche betrug ungefähr 1 cm². Auffallend an dieser Kurve ist der steile Verlauf des Nullpunktes. Diese schwer zu beseitigende Störung hat ihre Ursache in dem langsamen unvermeidlichen Spannungsabfall der Batterien. Die Kurve *a* wurde mit voller, die Kurve *b* mit zehnmal kleinerer Empfindlichkeit des Galvanometers aufgenommen.

Würde man mit derselben Aufstellung das grüne Quecksilberlicht (5461 Å) messen, so bekäme man bei gleicher Intensität einen etwa viermal kleineren Ausschlag, wegen der ausgeprägten Selektivität der Photozelle. Um verschiedene Wellenlängen miteinander zu vergleichen, kann man die Zelle mittels irgendeiner thermischen Methode eichen. Abb. 26 auf S. 40 stellt eine diesbezügliche Eichungskurve dar. Es ist ratsam, möglichen Änderungen der Photozelle Rechnung zu tragen, indem man die Eichung dann und wann wiederholt.

Man kann sich die Frage stellen, inwieweit die in dieser Weise (s. Abb. 28) mit der Photozelle erreichte Empfindlichkeit der mit einem Vakuumthermoelement erreichbaren überlegen ist, oder besser, wie sich die kleinsten mit beiden Apparaturen noch eben nachweisbaren Energien verhalten. Die hier gemessene Strahlung trat aus dem sekundären Spalt eines Monochromators. Anstatt diese Strahlung sich über die Oberfläche der Photozelle ausbreiten zu lassen, hätte man sie auf die empfindliche Stelle eines Vakuumthermoelements konzentrieren können. Die auf letztere Weise noch eben nachweisbare Strahlung würde etwa zehnmal größer sein als diejenige, welche mit der beschriebenen Photozellenanordnung (für Blau) wahrgenommen werden kann.

§ 8. Die Selenzelle

Einige Substanzen, von denen Selen der Hauptvertreter ist, haben die merkwürdige Eigenschaft, ihren im allgemeinen sehr großen Widerstand durch Bestrahlung beträchtlich zu verringern. Man erklärt diese Erscheinung dadurch, daß die Loslösung von Elektronen Ionen bildet, die den Elektrizitätstransport fördern. Geringe Beimengungen verschiedener Art haben großen Einfluß auf den Effekt, der in seiner Kompliziertheit noch viele Fragen offen läßt.

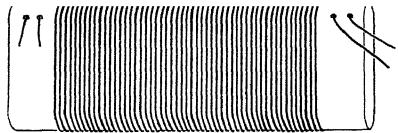



Abb. 29. Selenzelle

Die übliche Selenzelle hat folgende Konstruktion. Auf einer isolierenden Platte, meistens aus Speckstein, sind in vielen parallelen Windungen nebeneinander zwei Metalldrähte, gewöhnlich aus Platin,

gewickelt (Abb. 29). Die Platte wird erwärmt und der Raum zwischen den Drähten mit Selen ausgefüllt. In dieser Weise wird dem Elektrizitätsübergang zwischen den Drähten ein sehr breiter und kurzer Weg geboten, damit der Widerstand der Zelle nicht allzu groß wird. Die Form der Platte kann sehr verschieden sein; sie wird den Anforderungen angepaßt. Für spektrale Untersuchungen z. B. macht man die empfindliche Stelle schmal und länglich. Die Eigenschaften der fertigen Selenzelle, und in erster Linie ihre Empfindlichkeit, sind von vielen zufälligen, meist unbekannten Faktoren abhängig. Keine zwei Zellen fallen identisch aus.

Die Verwendung der Selenzelle ist sehr einfach; sie läuft auf eine Widerstandsmessung hinaus, die man entweder mit Galvanometer oder mit Elektrometer ausführt. Der Ausschlag dieses Apparates ist als Maß der auffallenden Strahlung zu betrachten. Die erreichbare Empfindlichkeit ist sehr groß, und die Selenzelle weist den weiteren Vorteil auf, für ein sehr ausgedehntes Spektralbereich (vom kurzwelligen Ultrarot bis zum äußersten Röntgengebiet) brauchbar zu sein. Ihre Verwendbarkeit als Indikator für Strahlung ist daher fast unbegrenzt.

Es ist bis heute aber nicht gelungen, die Selenzelle für Meßzwecke brauchbar zu machen. Langsame und auch plötzlich auftretende Änderungen des Widerstandes und Trägheitseffekte verschiedener Art schließen alle Reproduzierbarkeit aus.

§ 9. Die Ionisierungskammer

Die Absorption kurzwelliger Strahlung in Gasen ist von einer Loslösung von Elektronen begleitet, die das Gas ionisieren. Die Erscheinung ist zur quantitativen Messung von Strahlung sehr geeignet und wird besonders zur Intensitätsmessung von Röntgenstrahlung verwendet, deren ionisierende Wirkung sehr stark ist. Das frei gemachte Elektron bekommt hier eine so große Geschwindigkeit, daß es seinerseits viele Gasatome ionisiert. Die von einem Gase in der Zeiteinheit absorbierte Strahlungsenergie ist der in dieser Zeit geformten Anzahl Ionen proportional, und diese läßt sich einfach dadurch messen, daß man die Stärke eines durch das ionisierte Gas beförderten Stromes mißt.

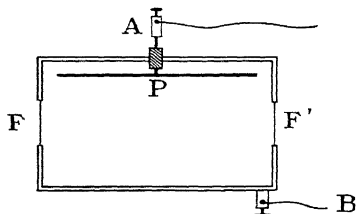



Abb. 30. Ionisierungskammer

Die dazu bestimmten Apparate werden Ionisierungskammern genannt. Abb. 30 stellt den Apparat schematisch dar. Ein allseitig geschlossenes und mit einem Gas gefülltes metallenes Gefäß umschließt eine hiervon gut isolierte Metallplatte P und hat bei F und F' zwei

Fenster, die für Röntgenstrahlungsmessungen gewöhnlich aus Metallfolien bestehen. Zwischen den beiden Elektroden A und B wird mittels einer Batterie eine Spannung angelegt. Ohne Bestrahlung isoliert das Gas vollkommen und kommt kein Elektrizitätsübergang zustande. Läßt man Röntgenstrahlung auffallen, so entsteht ein schwacher Strom, den man mit einem Galvanometer oder einem Elektrometer messen kann. Der Strom ist aber nur dann proportional der Zahl der in der Sekunde gebildeten Ionen, wenn die angelegte Spannung nicht zu niedrig und nicht zu hoch ist, sondern dem Sättigungszustand entspricht. Weiter hat es angeblich Vorteile, das in die Ionisierungskammer eintretende Bündel so abzuschirmen, daß die Elektroden von direkter Bestrahlung ganz frei bleiben.

Der zu messende Sättigungsstrom ist der Intensität der absorbierten Röntgenstrahlung proportional, aber nur ein Teil der eintretenden Strahlung wird absorbiert, und dieser Bruchteil hängt stark von der Zusammensetzung der Röntgenstrahlung ab. Bekanntlich ändert sich sogar die Wellenlängenabhängigkeit der Absorption sprungweise, bei Wellenlängen, die für das absorbierende Gas charakteristisch sind. Prinzipiell zeigt also diese Methode, ebenso übrigens wie die früher besprochenen thermischen Methoden der Röntgenstrahlungsmessung, ausgeprägte Selektivität, die man aber zu einem großen Teil eliminieren kann, indem man die Absorption auch für die kürzestwellige Röntgenstrahlung möglichst groß macht. Man könnte dazu den Lichtweg im Apparate sehr lang machen, oder ein komprimiertes Gas verwenden; viel bequemer aber erreicht man den Zweck durch eine geeignete Wahl des im Apparate eingeschlossenen Gases. Bei gegebenem Gasdruck ist der Absorptionskoeffizient in einem gasförmigen Elemente der vierten Potenz seiner Atomnummer proportional. Um daher den Bruchteil der absorbierten Röntgenstrahlung möglichst groß zu machen, füllt man den Apparat mit einem sehr schweren Gas, vorzugsweise mit Xenon. Bei einem Abstand zwischen den Fenstern der Ionisierungskammer von z. B. 10 cm absorbiert Xenon von Atmosphärendruck die schon verhältnismäßig sehr durchdringende Röntgenstrahlung einer Wellenlänge von 0,3 Å fast vollkommen.

Bei spektralen Untersuchungen von Röntgenstrahlung ist die verfügbare Intensität gewöhnlich zu klein für die Anwendung thermischer Methoden. Neben der üblichen photographischen Methode hat hier die Ionisierungskammer ihres direkten Charakters wegen große Vorteile.

Kapitel III

Die photographische Platte

§ 10. Die Schwärzung

Die wichtigsten Ergebnisse der spektralen Intensitätsmessung sind auf photographischem Wege erhalten worden. Die photographische Platte bildet bei dieser Methode einen Teil der Meßapparatur; eine kurze Beschreibung ihrer wichtigsten Eigenschaften ist daher erwünscht.

Wenn eine photographische Platte belichtet und entwickelt wird, ist sie geschwärzt. Die Schwärzung ist eine Folge einer Silberabscheidung; sie hängt von Intensität und Zeit der Belichtung, von der Wellenlänge des verwendeten Lichtes und von der Entwicklung ab. Die Tatsache, daß, ceteris paribus, die Schwärzung eine Funktion der Belichtungsintensität ist, bildet die Grundlage der photographischen Photometrie.

Es ist üblich, die Schwärzung folgenderweise zu definieren. Wenn bei Durchleuchtung einer geschwärzten photographischen Platte mittels einer konstanten Lichtquelle I die durch den geschwärzten, und I_0 die durch einen ungeschwärzten Teil der Platte hindurchgegangene Intensität vorstellt, ist die Schwärzung S definiert durch:

$$S = \log I_0/I.$$

Um an gegebener Stelle einer Platte die Schwärzung zu beurteilen, hat man also diese Stelle mit einem ungeschwärzten Teil derselben Platte zu vergleichen. Aus der Formel ist klar, daß S Werte von 0 bis ∞ annehmen kann.

Mitunter wird auch eine andere Größe, die Durchlässigkeit, als Maß der Silberabscheidung gebraucht. Die Durchlässigkeit D ist zu definieren durch die Formel:

$$D = I/I_0.$$

Prinzipiell würde jede Funktion von I_0/I brauchbar sein. Für die Praxis der photographischen Intensitätsmessung sind Schwärzung und Durchlässigkeit von nahezu gleicher Bedeutung. Die Schwärzung weist den Vorteil auf, daß sie bei stark geschwärzten Platten bei der gra-

phischen Darstellung eine höhere Genauigkeit gestattet. Die Durchlässigkeit ist aus analogen Gründen bei wenig geschwärzten Platten zu bevorzugen. Die erstere Größe leitet ihre Bedeutung aus der Tatsache her, daß sie der Absorptionskoeffizient der Silberschicht, und also, ceteris paribus, der Menge des pro cm² ausgeschiedenen Silbers proportional ist und sich infolgedessen für Untersuchungen über das Wesen des photographischen Prozesses am meisten eignet. Der Einfachheit halber werden wir unsere folgenden Betrachtungen an nur eine der beiden Größen anknüpfen, und wir wählen als solche die Schwärzung.

Die Bestimmung einer Schwärzung beruht auf der Messung des Verhältnisses zweier Intensitäten. Die für diesen Zweck bestimmten Apparate nennt man Mikrophotometer; sie werden im folgenden Kapitel besprochen. In Fällen, wo es sich um integrierende Schwärzungsbestimmungen größerer Partien, und insonderheit auch um sehr kleine Schwärzungen handelt, ist das Kompensationsverfahren mittels des Extinktiometers [1]) zu bevorzugen. Für die eigentliche photographische Spektralphotometrie genügt das Mikrophotometer allen Bedingungen.

Das Verhältnis I_0/I ist nicht unabhängig von der Zusammensetzung des für die Messung verwendeten Lichtes. Für gewisse Untersuchungen des photographischen Prozesses, z. B. für die Erforschung der Feinheit des ausgeschiedenen Silbers, ist diese Abhängigkeit von Bedeutung, sie ist aber völlig belanglos, wenn die Schwärzung nur als Maß zu dienen hat für die Intensität der Lichtquelle, die die Schwärzung hervorgerufen hat. So sind im Kochschen Mikrophotometer die kleineren, im Mollschen Apparat die größeren Wellenlängen maßgebend. Die beiden Apparate liefern daher verschiedene Werte für die Schwärzung. Aber auf die Ergebnisse der zu vermittelnden Intensitäten hat dieser Unterschied nicht den geringsten Einfluß. Nebenbei sei bemerkt, daß für die meisten Platten der genannte Unterschied nur sehr klein ist. Man bedenke jedoch, daß eine Änderung der spektralen Energieverteilung der im Mikrophotometer verwendeten Lichtquelle zu Fehlern Anlaß geben kann.

§ 11. Die Schwärzung als Funktion der Intensität

Bei gegebener Lichtquelle und Belichtungszeit hängt, ceteris paribus, die hervorgerufene Schwärzung von der Intensität i des Lichtes ab, d. h. von der Strahlungsenergie, die in der Sekunde 1 cm² der Platte getroffen hat. Wählt man die Energie pro Sek., und die belichtete Oberfläche im gleichen Verhältnis größer oder kleiner, so bekommt man auf 1 cm² die gleiche Energie, die gleiche Menge ausgeschiedenen Silbers und daher die gleiche Schwärzung. Diese leichtverständliche Be-

[1]) Moll, Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, März 1920.

ziehung gilt aber für kleine Flächen nicht. Bei der Besprechung der Fehler der Platte (S. 76) und der Intensitätsmessung innerhalb von Spektrallinien (S. 97) kommen wir auf diese Erscheinung zurück. Übrigens werden wir uns im folgenden auf den einfachen Fall beschränken, daß während der Belichtung die Intensität konstant ist. Den Einfluß einer Intermittenz besprechen wir auf S. 51.

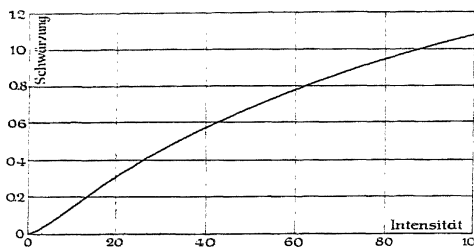



Abb. 31. Schwärzung als Funktion der Intensität (Ilford-Platte, entwickelt mit Rodinal)

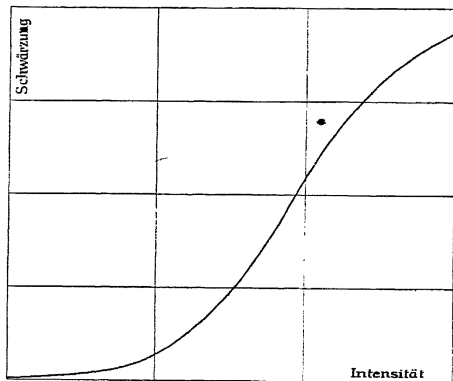



Abb. 32. Die Kurve von Abb. 31 logarithmisch abgetragen. „Schwärzungskurve"

Die für eine Platte bestehende Beziehung zwischen Schwärzung und Intensität kann folgenderweise bestimmt werden. Auf der zu untersuchenden Platte belichtet man hintereinander eine Reihe von Oberflächen mit gleicher Expositionszeit, aber mit Intensitäten in bekannten Verhältnissen. Die Schwächung des Lichtes in bekannten Intensitätsverhältnissen erhält man nach einer der in Kapitel V zu beschreibenden Methoden. Die Schwärzungen bestimmt man mit Hilfe eines Mikrophotometers — oder, wenn man zu sehr niedrigen Werten der Schwärzung hinabgehen will, mittels des oben genannten Extinktiometers. Man bekommt so hinsichtlich Intensität und Schwärzung eine Reihe von Daten, die graphisch abgetragen werden können.

Abb. 31 gibt für eine Ilford-Platte (Special rapid, H & D 400), entwickelt während 8 Min. mit 0,2 % Paraamidophenolchlorid (Rodinal), eine in dieser Weise erhaltene Kurve. Die Einheit der Intensität ist willkürlich gewählt. Wie man sieht, ist die Kurve zum größten Teil nach der Intensitätsachse zu konkav.

Es ist jedoch allgemein gebräuchlich, die Beziehung zwischen Schwärzung und Intensität in anderer Weise graphisch darzustellen, und zwar die Schwärzung nicht gegen i, sondern gegen $\log i$ aufzutragen. Derartige Kurven werden wir schlechthin „Schwärzungskurven" nennen. Der große Vorteil der logarithmischen Darstellung besteht darin, daß eine Änderung der Wahl der Einheit von i nur eine Parallelverschiebung der Kurve in der Abszissenrichtung bedeutet und die Form der Kurve ungeändert läßt.

Abb. 32 gibt die Schwärzungskurve für denselben Fall, der in Abb. 31 dargestellt ist. Für verschwindend kleine Intensitäten nähert sich die Schwärzung dem Wert Null (für $\log i = -\infty$ wird S asymptotisch $= 0$). Die Kurve zeigt einen Wendepunkt, die Krümmung in der Nähe dieses Punktes ist nur gering. Im Intervall zwischen den Schwärzungen 0,5 und 1,5 (einem Intensitätsverhältnis von 1 auf etwa 6 entsprechend) ist bei der gegebenen Platte die Kurve innerhalb der unvermeidlichen, allen photographischen Intensitätsmessungen anhaftenden Fehler als gerade anzusehen. Selbstverständlich aber braucht man sich bei solchen Messungen nicht auf diesen Teil der Schwärzungskurve zu beschränken.

Es hat praktische Vorteile, die Eigentümlichkeiten einer Plattensorte zahlenmäßig angeben zu können. Zum Feststellen solcher Zahlen kann man den oben erwähnten geradlinigen Teil der Schwärzungskurve verwenden. Formelmäßig ist dieser Teil als eine lineare Beziehung zwischen Schwärzung und Logarithmus der Intensität folgenderweise darzustellen:

$$S = C + \gamma \log i.$$

Diese Beziehung zwischen Schwärzung und Intensität ist bekannt als das Starksche Gesetz. Eine einfache Transformation führt zu der Formel:

$$S = \gamma \log \frac{i}{i_0}.$$

Die beiden Konstanten i_0 und γ haben die folgende Bedeutung. Die Größe i_0, festgelegt durch den Schnittpunkt des geradlinigen Teils der Schwärzungskurve mit der Abszissenachse, bildet ein Maß für die Empfindlichkeit der Platte. Je kleiner diese Größe ist, desto kleiner ist ja die Intensität i, die eine gegebene Schwärzung hervorruft, d. h., desto größer ist die Empfindlichkeit. Die üblichen Empfindlichkeitsmaße (Hurter und Driffield, Scheiner) sind mit i_0 umgekehrt proportional. Die Größe γ ist die Neigung des geradlinigen Teils der Schwärzungskurve. Ist für eine Platte γ groß, so liefert eine gegebene Zunahme von $\log i$ eine größere Zunahme von S, als wenn γ klein ist. Eine gegebene relative Zunahme von i liefert also eine desto größere Zunahme der Schwärzung, je größer γ ist. Eine Platte mit großem γ wirkt kontrastreich. Man nennt γ daher den Kontrastfaktor der Platte.

Es sei noch bemerkt, daß γ aus bekannten Intensitätsverhältnissen bestimmt werden kann, während eine Messung von i_0 die Kenntnis von absoluten Intensitäten erfordert.

Die formelmäßige Darstellung der Schwärzung als Funktion der Intensität hat für die Praxis der photographischen Intensitätsmessung keine Bedeutung; wir besprachen sie nur, um die Begriffe Empfindlichkeit und Kontrastfaktor zu erläutern. Die für eine bestimmte Platte geltende Beziehung zwischen Schwärzung und Intensität hat man für jede Platte experimentell zu untersuchen. Wie man aus den mikrophotometrisch bestimmten Schwärzungsdaten die zu ermittelnden Intensitätsverhältnisse herleitet, wird in Kapitel V und VI ausführlich besprochen.

§ 12. Schwärzung als Funktion der Belichtungszeit

In Analogie zu anderen photochemischen Prozessen würde man erwarten, daß die Schwärzung eine Funktion der pro Flächeneinheit auf die Platte gefallenen Energie sei. Man könnte also die Gültigkeit des Bunsen-Roscoeschen Gesetzes erwarten, das in unserem Fall aussagen würde, daß:

$$S = f(it),$$

wo i die Intensität und t die Belichtungszeit bedeutet. Wäre dies der Fall, so würde die Besprechung der Schwärzung als Funktion der Belichtungszeit keine neue Aufgabe bilden. Schwarzschild hat jedoch gezeigt, daß das Bunsen-Roscoesche Gesetz für die photographische Platte ungültig ist. Er hat eine verwickeltere Beziehung:

$$S = f(it^p)$$

angegeben, die als Schwarzschildsches Gesetz bekannt ist. Nach Schwarzschild ist der Exponent p eine von i und t unabhängige Konstante.

Die Kombination der Gesetze von Stark und Schwarzschild ergibt

$$S = \gamma \log \frac{i t^p}{a} \cdot$$

Nach dieser Formel ist der Kontrastfaktor γ von der Belichtungszeit unabhängig. Die Schwärzungskurven für verschiedene Belichtungszeiten würden daher parallel, d. h. durch Parallelverschiebung in der Abszissenrichtung zur Deckung zu bringen sein.

Ausführliche, auf Anregung von Schwarzschild angestellte Messungen, die sich über große Bereiche von Intensitäten und Zeiten ausdehnen, haben Abweichungen des Schwarzschildschen Gesetzes gezeigt.

Dennoch kann die oben erwähnte, für die Intensitätsmessung wichtige Eigenschaft der Parallelität erhalten bleiben, wenn nur die Schwärzung eine Funktion des Produktes von i und irgendeiner Funk-

tion von t ist. Zur Prüfung dieser Parallelität angestellte Messungen haben erwiesen, daß z. B. bei Gebrauch von Ilford chromatischen Platten, entwickelt mit Rodinal, der Kontrastfaktor γ bei einem Verhältnis der Belichtungszeiten von 1 auf 1000 konstant bleibt. Erst bei einem Zeitverhältnis von 1 auf 10 000 trat ein kleiner Unterschied der Neigungen der Schwärzungskurven auf. Bei Entwicklung mit Glyzin dagegen zeigte sich schon bei einem Verhältnis von 1 auf 10 eine erhebliche Abweichung von der Parallelität.

Es sind öfters Schwärzungsmessungen bei intermittierenden Belichtungen ausgeführt worden. Neben Intensität und Belichtungszeit traten dann als die Schwärzung mitbestimmende Größen auch die Frequenz des Intermittierens und das Verhältnis von Dunkel- und Lichtzeit auf. Für unseren Zweck haben diese Messungen insoweit Bedeutung, als sie zeigen, daß die Neigungen der Schwärzungskurven bei ununterbrochener und bei intermittierender Belichtung stark voneinander abweichen können, und daß man daher bei Intensitätsmessungen mit schnell veränderlichen Lichtquellen (Funken) auf diesen Effekt bedacht sein muß.

§ 13. Schwärzung als Funktion der Wellenlänge

Um Schwärzungskurven für Licht verschiedener Wellenlängen zu bestimmen, wird die auf S. 48 erwähnte Methode insoweit geändert, daß man auf der Platte Spektren verschiedener bekannter Intensitätsverhältnisse entwirft und bei einer bestimmten Wellenlänge die Schwärzungen ermittelt. Auch kann man mit angenähert monochromatischem Lichte, das man mittels Filter oder Monochromator herstellt, größere Flächen der Platte schwärzen. Bekanntlich hängt bei gleicher Intensität die Schwärzung in hohem Maße von der Wellenlänge ab. Um diese Abhängigkeit quantitativ zu bestimmen, kann man eine energetisch geeichte Lichtquelle (eine Normallampe, s. S. 101) gebrauchen.

Abb. 33. Nicht-Parallelität von Schwärzungskurven verschiedener Wellenlänge

Messungen dieser Art haben gezeigt, daß die Schwärzungskurven für Licht verschiedener Wellenlängen nicht parallel sind. Als Beispiel

findet man in Abb. 33 drei Schwärzungskurven für die Wellenlängen 4700, 5200 und 7000 Å. Wie auch dies Beispiel zeigt, ist im allgemeinen die Neigung der Kurven bei größeren Wellenlängen größer als bei kleineren.

Für kleine Wellenlängenunterschiede können im allgemeinen die Neigungsunterschiede vernachlässigt werden. In diesem Falle kann man eine von der Schwärzung unabhängige „relative spektrale Empfindlichkeit" definieren, als den reziproken Wert der (in beliebigem Maß gemessenen) Energie, die gleiche Schwärzung hervorruft. Während in Abb. 33 die Energie der verschiedenen Wellenlängen in verschiedenem Maß gemessen wurde, muß sie jetzt für alle Wellenlängen in demselben Maß ausgedrückt werden.

Abb. 34.
Parallele Schwärzungskurven zur Bestimmung der relativen spektralen Empfindlichkeit

Zur Erläuterung sind in Abb. 34 zwei solche Schwärzungskurven gezeichnet. Sie beziehen sich auf die Wellenlängen 4680 und 4811 Å und sind als parallel zu betrachten. Es ist klar, daß die Platte für 4680 Å

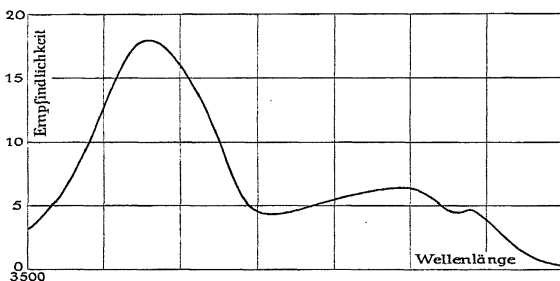



Abb. 35. Empfindlichkeitskurve einer panchromatischen Ilford-Platte für die Schwärzung 0,5

empfindlicher war als für 4811 Å; bei derselben Intensität ist ja für die erstere Wellenlänge die Schwärzung die größere. Die relativen Empfindlichkeiten sind aus der Figur direkt ablesbar; gleiche

Schwärzung wird verursacht durch Intensitäten, die sich verhalten wie 1 zu 1,3. Dies Verhältnis ist unabhängig von der Schwärzung, da ja überall der horizontale Abstand beider Kurven der gleiche ist. Mit Hilfe mehrerer genügend paralleler Schwärzungskurven läßt sich die spektrale Empfindlichkeit einer Platte als Funktion der Wellenlänge bestimmen.

Für große Wellenlängenunterschiede sind die Schwärzungskurven nicht parallel und mithin verliert die gegebene Definition der spektralen Empfindlichkeit ihre allgemeine Gültigkeit. Doch kann man auch hier in analoger Weise eine spektrale Empfindlichkeit definieren; sie ist dann aber nicht mehr von der Schwärzung unabhängig. In Abb. 35 ist für das Gebiet von 3500 bis 7000 Å die spektrale Empfindlichkeitskurve einer Ilford panchromatischen Platte für die Schwärzung 0,5 dargestellt. Aus dem Vorhergehenden wird klar sein, daß bei einem so großen Spektralbereich die Kurve für eine andere Schwärzung merklich verschieden sein würde. Von den drei Maxima der Kurve sind die zwei bei größerer Wellenlänge durch die Sensibilisierung verursacht. Der Abfall nach der Seite der kleineren Wellenlängen ist eine Folge der Gelatineabsorption.

§ 14. Die Entwicklung

Die Schwärzung hängt, ceteris paribus, von der Art des Entwicklers, von seiner Konzentration, von der Entwicklungszeit und von der Temperatur des Bades ab, welche verschiedene Größen alle hauptsächlich auf den Kontrastfaktor γ ihren Einfluß ausüben, während die Empfindlichkeit (d. h. also auch die Größe i_0 aus dem Starkschen Gesetz) von diesen Umständen nur wenig abhängig ist. Bei kräftiger Entwicklung, d. h. bei Verlängerung der Entwicklungszeit, oder Vergrößerung der Konzentration des Entwicklers, nimmt die Schwärzung zu, und zwar für alle Punkte der Schwärzungskurve in ungefähr demselben Verhältnis. Die absolute Zunahme der Schwärzung ist daher am größten in den Gebieten der stärksten Schwärzung. Bei kräftigerer Entwicklung wird also der Kontrastfaktor größer.

Wenn man genügend lange entwickelt, nähert sich die Schwärzung einer Grenze. Die Zeit, in der man diese Grenze praktisch erreicht, ist um so kleiner, je konzentrierter der Entwickler und je höher seine Temperatur ist. Eine hohe Konzentration ist jedoch zu verwerfen, weil der Entwickler dann ungleichmäßig einwirkt. So erhält man mit Rodinal in Verdünnung 1 auf 5 eine fleckige Platte, während es in Verdünnung 1 auf 20 eine sehr gleichmäßige Schwärzung liefert.

Die für die photographische Photometrie meist wichtige Eigenschaft des Entwicklers ist die Größe des mit ihm erreichbaren Kontrastfaktors. In dieser Hinsicht weisen die verschiedenen Entwickler nicht unerhebliche Unterschiede auf. So ist es schwer, mit Glyzin einen

großen Kontrastfaktor zu erhalten, während dies mit anderen Entwicklern, z. B. mit Paraaminophenol (Rodinal) bei genügender Konzentration und Entwicklungszeit, ohne Schwierigkeit gelingt.

Oft wird, zur Vermeidung von Schleier, Zusatz von Kaliumbromid zum Entwickler empfohlen. Bei Intensitätsmessungen ist aber von der Verwendung von KBr sehr abzuraten, weil dadurch die Messung von

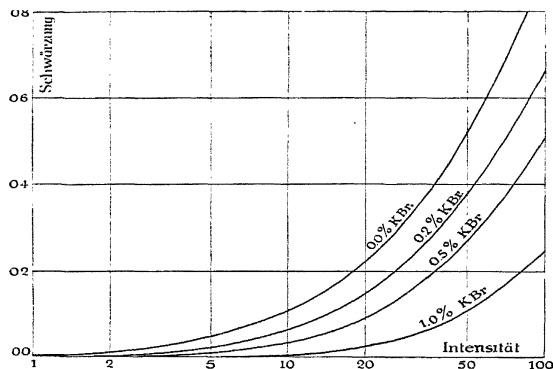



Abb. 36. Einfluß von KBr auf die Form der Schwärzungskurve

kleinen Intensitäten unmöglich wird. Der Einfluß von KBr wird durch Abb. 36 erläutert. Der Zusatz dieses Stoffes zum Entwickler ändert die Beziehung zwischen Schwärzung und Intensität in solcher Weise, daß die Kurve einen scheinbaren Schwellenwert erlangt. Glücklicherweise ist es für unseren Zweck nicht notwendig, den Schleier zu unterdrücken (s. S. 98).

§ 15. Die Wahl der Platte

Es ist wohl selbstverständlich, daß man bei der Wahl einer zu Intensitätsmessungen bestimmten Platte an erster Stelle der Wellenlänge des zu verwendenden Lichtes Rechnung zu tragen hat. Für das Wellenlängengebiet 2500 bis 4700 Å benutzt man am besten gewöhnliche Platten. Für 4700 bis 5700 Å sind orthochromatische und für 5700 bis 7000 Å panchromatische Platten zu wählen. Es sind auch Platten erhältlich, die für beschränkte Spektralgebiete empfindlich gemacht sind. Als solche mögen die für Grün, für äußerstes Rot und für Ultrarot (bis etwa 10000 Å) sensibilisierten Platten erwähnt werden.

Für das kurzwellige Ultraviolett verhindert die Gelatineabsorption die Verwendbarkeit gewöhnlicher Platten. Man gebraucht hier ent-

weder Schumannplatten, welche gelatinefrei sind, oder sensibilisiert die gewöhnlichen Platten durch Bedeckung mit einer fluoreszierenden Schicht (z. B. Öl). Zu Intensitätsmessungen, insbesondere von Spektrallinien, sind die Schumannplatten ihrer Ungleichmäßigkeit wegen wenig geeignet. Sensibilisierung ist daher anzuraten. Für die anderen Spektralgebiete, wo die unsensibilisierte Platte versagt, sind im Handel so gute sensibilisierte Platten erhältlich, daß man sich die Mühe, selbst zu sensibilisieren, besser erspart. Für Röntgenstrahlung verwendet man bei größeren Wellenlängen gewöhnliche Platten, während man für Wellenlängen kleiner als etwa 1 Å herum spezielle Platten gebraucht.

Die photographische Intensitätsmessung hat ihre größte Bedeutung für schwache Lichtquellen. Der Grund dieses Vorteils ist die Akkumulation der Lichtwirkung beim photographischen Prozesse. Bei sehr schwachen Lichtquellen kann die erforderliche Expositionszeit manchmal unangenehm lang sein. Um diese Zeit auf ein Minimum zu beschränken, wird man möglichst empfindliche Platten wählen. Dennoch sind auch mit den empfindlichsten Platten und mit den lichtstärksten Apparaten oft stundenlange Expositionszeiten notwendig. Sehr empfindliche Platten weisen im allgemeinen den Übelstand auf, daß die Empfindlichkeit wenig gleichmäßig über die Platte verteilt ist und die Platte etwas mehr schleiert.

Wie wir auf S. 93 und 118 näher erläutern werden, ist es von Vorteil, wenn der Kontrastfaktor der verwendeten Platte wenig von der Belichtungszeit und auch wenig von der Wellenlänge abhängig ist. Gelegentlich kann es erwünscht sein, daß der Unterschied des Kontrastfaktors für intermittierendes und nicht intermittierendes Licht klein ist. Bei der Wahl der Plattensorte kann man auch diesen Umständen Rechnung tragen.

Wenn man mit der Platte große Intensitätsgradienten messend verfolgen will, wie das z. B. bei Ausmessungen von Linienspektren mittels des Mikrophotometers der Fall ist, weisen die Platten Fehler auf, denen man durch geeignete Mittel möglichst entgehen muß. Im nächsten Kapitel kommen wir nach der Besprechung des Mikrophotometers auf diesen Gegenstand zurück.

Kapitel IV

Das Mikrophotometer und seine Verwendung

§ 16. Einleitung

Um die Schwärzung (oder die Durchlässigkeit) einer photographischen Platte nacheinander an verschiedenen Stellen zu messen, benutzt man ein Mikrophotometer. Für integrierende Messungen über größere Oberflächen hat das schon früher erwähnte Extinktiometer gewisse Vorteile. Der Name Mikrophotometer ist etwas irreführend. Er läßt die Möglichkeit einer direkten Vergleichung schwacher Intensitäten vermuten, während in Wirklichkeit der betreffende Apparat nur ein Hilfsmittel zur photographischen Intensitätsmessung darstellt. Der Name rührt von Hartmann her, der seinen Apparat, mit dem er Durchlässigkeit von Mikro-Objekten mittels eines Photometerverfahrens verglich, Mikrophotometer nannte. Seitdem ist der Name auch für alle später zu diesem Zwecke konstruierten Apparate üblich geblieben.

Das Hartmannsche Mikrophotometer ist für visuelle Beobachtung eingerichtet. Mit Hilfe eines Photometerwürfels wird der zu untersuchende kleine Teil der Platte mit einem Teil eines verschiebbaren Photometerkeiles verglichen. Dieser wird so eingestellt, daß der Beleuchtungskontrast zweier durch den Würfel gelieferter Felder verschwindet. Die auf einer Skale ablesbare Stellung des Keiles dient als Maß für die betreffende Durchlässigkeit.

Der Hartmannsche Apparat hat in Händen erfahrener Beobachter vorzügliche Dienste geleistet, insbesondere, wo es sich um Platten mit einigen kleinen, ziemlich gleichmäßig geschwärzten Gebieten handelte (z. B. extrafokale Bilder von Sternen). Für Platten mit feinerer Schwärzungsstruktur sind aber die kleinen Oberflächen, über die bei der Messung integriert wird, noch immer viel zu groß, und Einzelheiten gehen dadurch verloren. Es wäre zwar möglich, mittels einer stärkeren Vergrößerung das Auflösungsvermögen viel weiter zu treiben, aber dann würde schon das Ausmessen einer einzigen Spektrallinie viel Zeit und große Anstrengung kosten. Für ausgedehnte Objekte mit feiner Struktur ist der Apparat ungeeignet.

Zu diesem Zweck kommen nur objektive Meßmethoden in Betracht, wobei also das Auge durch eine Apparatur ersetzt ist, deren

Ausschläge die Durchlässigkeit direkt anzeigen. Zweckmäßig wird man die Ausschläge nicht ablesen, sondern registrieren[1] und die zu untersuchende Platte durch einen Mechanismus fortschieben lassen. So kommt man zu einer ganz automatischen Apparatur, wie sie in den selbstregistrierenden Mikrophotometern verwirklicht ist. Diese ziemlich komplizierten Apparate schreiben eine Kurve, die die längs eines Streifens der photographischen Platte, senkrecht zu den Spektrallinien, bestehende Durchlässigkeit quantitativ wiedergibt.

Als Hauptunterteil eines solchen Mikrophotometers ist die Apparatur anzusehen, welche die durch die Platte hindurchgehende Strahlung und so ihre Durchlässigkeit anzeigt. Es könnte dazu jeder der verschiedenen im ersten und zweiten Kapitel beschriebenen Strahlungsmeßapparate Verwendung finden. Denn ob man die Messung mit dem Auge oder mit einem selektiven oder nicht selektiven Apparat ausführt, und auch von welcher Lichtquelle die für die Messungen gebrauchte Strahlung herkommt, hat, wie schon auf S. 47 erwähnt wurde, auf die Ergebnisse keinen Einfluß. Welcher Apparat den Vorzug verdient, haben praktische Erwägungen zu entscheiden.

Die an diesen Unterteil des Mikrophotometers zu stellenden Forderungen sind folgende: Die Apparatur soll einfach in der Handhabung, störungsfrei und von geringer Trägheit sein. Die Empfindlichkeit soll so groß sein, daß ein zureichendes Auflösungsvermögen erhalten werden kann, während vorzugsweise Proportionalität zwischen Strahlung und Ausschlag bestehen soll. Unseres Erachtens kann nur das Thermoelement diesen fünf Bedingungen genügen.

Ein zweiter wichtiger Unterteil ist die Optik, die die Beleuchtung der Platte und die Abbildung der Platte auf eine vor den strahlungsempfindlichen Teil gestellte Öffnung zustande zu bringen hat. Gewöhnlich ist diese Öffnung ein Spalt, und es sind daher schmale Teile der Platte, deren Durchlässigkeit gemessen wird. Ein hohes Auflösungsvermögen bedeutet die Möglichkeit der Vergleichung sehr dicht nebeneinander liegender Teile in ihren wahren Durchlässigkeiten und stellt hohe Anforderungen an die Optik.

Eine scharfe Abbildung der Platte auf den Spalt des empfindlichen Teiles genügt dazu nicht. Es tritt nämlich in der Gelatineschicht, besonders an den suspendierten Silberteilchen, Zerstreuung auf. Infolgedessen wird ein spaltförmiger Teil der Platte, je nachdem die angrenzenden Partien stärker oder schwächer geschwärzt sind, mehr oder weniger Strahlung empfangen und seinerseits durch Zerstreuung dem empfindlichen Teile mehr oder weniger Strahlung zusenden. Bei Objekten mit kleinem Schwärzungsgradient (wo übrigens großes Auflösungsvermögen keinen Zweck hat) ist dieser Fehler zu vernachlässigen. Wenn dagegen die Platte große Schwärzungs-

[1]) Über die Vorteile des Registrierens s. S. 32.

gradienten aufweist und ein hohes Auflösungsvermögen geboten ist, wie z. B. bei Intensitätsmessungen innerhalb von Spektrallinien, könnte der genannte Effekt zu beträchtlichen Fehlern Anlaß geben. Durch eine wohlüberlegte Einrichtung der Optik läßt sich aber dieser Fehler herabdrücken: der Zerstreuungseffekt und daher auch der Fehler wird minimal, wenn man nur den zu untersuchenden schmalen Teil der Platte beleuchtet.

Den dritten Unterteil des Mikrophotometers bildet der Mechanismus, der die photographische Platte und den Registrierapparat in Bewegung zu setzen hat. Die Konstruktion dieses Unterteiles kann in sehr verschiedenen Weisen ausgeführt werden. Im allgemeinen wird man an den Mechanismus die Forderungen stellen, daß er stark ist, einfach in Bau und Handhabung und eine proportionale Koppelung der beiden Bewegungen gewährleistet.

In der Literatur der letzten Jahre findet man viele Beschreibungen von selbstregistrierenden Mikrophotometern. Sie alle zu erwähnen würde sich nicht lohnen, besonders nicht, weil verschiedenen dieser Apparate bedenkliche Fehler anhaften, und andere nur unwesentliche Umgestaltungen oder sogar Verschlechterungen der gangbaren Typen sind. Wir wollen hier nur das Kochsche und das Mollsche Mikrophotometer besprechen.

§ 17. Das Kochsche Mikrophotometer

Koch war der erste, der ein selbstregistrierendes Mikrophotometer konstruierte[1]) und objektive photographische Intensitätsmessungen an Spektrallinien ausführte. In dem Kochschen Mikrophotometer wird die Durchlässigkeit angezeigt mittels einer gasgefüllten Photozelle (s. S. 39), die an ein Fadenelektrometer angeschlossen ist.

Bei sorgfältiger Aufstellung läßt sich mit dieser für elektrostatische Einflüsse sehr empfindlichen Kombination eine genügende Störungsfreiheit erreichen. Die Photozellen der ursprünglichen Kochschen Apparatur waren ziemlich träge. In den modernen, von Koch und Goos entworfenen Mikrophotometern ist dieser Übelstand gänzlich aufgehoben und die Einstellungszeit wird nur vom Elektrometer bedingt. Die Tatsache, daß die Photozelle selektiv ist, bedeutet, wie schon auf S. 57 betont wurde, nicht den geringsten Nachteil.

Doch weist die Photozelle, wenigstens für diese Anwendung, einen Übelstand auf, der nicht unerwähnt bleiben darf. Um dem Mikrophotometer ein hohes Auflösungsvermögen zu geben, muß die Empfindlichkeit der Zelle möglichst weit getrieben werden, und hat man die an die Zelle

[1]) P. P. Koch, Ann. d. Phys. **39**, 705, 1912.

anzulegende Spannung sehr hoch zu machen. Diese Überbelastung der Zelle beeinträchtigt ihre Zuverlässigkeit. Sie verursacht überdies, daß die für kleine Spannungen bestehende Proportionalität von Intensität und Photostrom verloren geht. Dieser Umstand erschwert die Diskussion der registrierten Kurven. Es ist zwar nicht zwingend notwendig, die Durchlässigkeiten in ihren wahren Verhältnissen zu kennen: auch mit verzerrten Schwärzungskurven lassen sich die bestimmenden Intensitätsverhältnisse richtig ermitteln. Aber die Photometerkurven werden, je nach der Beschaffenheit der Zelle, verschieden ausfallen, und weiter hat man auf die Möglichkeit bedacht zu sein, daß während der Aufnahme einer und derselben Platte sich die Beziehung zwischen Durchlässigkeit und Ausschlag ändert.

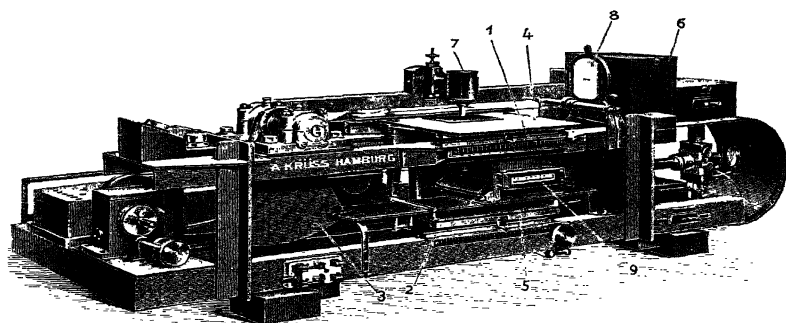



Abb. 37. Mikrophotometer nach Koch

Die zu untersuchende Platte wird durch eine Glühlampe großer Flächenhelligkeit und ein Kondensorsystem beleuchtet und mittels eines Mikroskops auf einem weißen Schirm abgebildet. In diesem Schirm befindet sich ein Spalt regelbarer Breite, durch den das von einem bestimmten Teil der Platte herkommende Licht auf die Photozelle fällt. Die Ausschläge des Elektrometers werden auf einer photographischen Platte registriert. Die zu untersuchende Platte und die Platte, auf der die Kurve registriert wird, liegen auf horizontalen Schlitten, die mittels eines Mechanismus langsam fortgeschoben werden. Ein Motor mit Schneckenradvorgelege treibt mehrere Kreissektoren verschiedener Radien mittels Stahlbändern, die auf den Sektoren befestigt sind und sich langsam abwickeln. Durch Koppelung der Schlitten an den einen oder anderen Sektor kann man das Verhältnis der Schlittengeschwindigkeiten auf 1 zu 1, 1 zu 2, 1 zu 6, oder 1 zu 40 einstellen. Dieser Mechanismus scheint einfacher im Prinzip als in der Ausführung,

wenigstens wenn man unveränderliche Geschwindigkeitsverhältnisse verlangt [1]).

Abb. 37 gibt das vollständige Mikrophotometer nach Koch und Goos. *4* ist der Schlitten für die zu untersuchende Platte, *7* das Mikroskop und *8* der weiße Schirm. Die Photozelle befindet sich in dem Kasten *6*, während rechts unten das Elektrometer untergebracht ist, dessen Ausschläge auf eine auf dem Schlitten *5* liegende Platte registriert werden.

Nähere Angaben bezüglich dieses Apparates können wir nicht machen. Aus eigener Erfahrung kennen wir seine Eigenschaften nicht, und die in der Literatur zu findenden Daten sind wenig quantitativ.

§ 18. Das Mollsche Mikrophotometer

Die Mollschen Mikrophotometer sind im Utrechter Institut entstanden und im Laufe der Jahre nach unseren Erfahrungen verbessert worden. Wir werden kurz die Konstruktion, die Eigenschaften und die Einstellung des Apparates besprechen und danach seinen Gebrauch an einigen Beispielen erläutern.

Im Mollschen Mikrophotometer [2]) werden Thermoelement und Spulengalvanometer verwendet. Die geforderte Empfindlichkeit war nur gering, und es war daher nicht schwer, die Apparatur praktisch vollkommen störungsfrei zu machen, was für einen automatisch arbeitenden Apparat von grundsätzlicher Bedeutung ist. Das Galvanometer und seine Beleuchtungslampe bekommen vorzugsweise eine feste Aufstellung auf einer Wandkonsole. Das eigentliche Mikrophotomter mit Thermoelement und Registrierapparat stellt man auf einen kleinen Tisch in solcher Lage, daß das vom Galvanometer reflektierte Lichtbündel eine scharfe (vertikale) Lichtlinie auf dem horizontalen Spalt des etwa 1 m entfernten Registrierapparates liefert. Eine geringe Drehung des Torsionskopfes des Galvanometers veranlaßt eine kleine Verschiebung des Nullstandes und ermöglicht das Aufnehmen mehrerer Kurven mit verschiedenen Nullinien auf demselben Bromsilberpapier. Das Zimmer, in dem das Mikrophotometer im Betrieb ist, braucht nicht dunkel zu sein; man kann bei vollem Lampenlicht registrieren (s. S. 33), nur sei man darauf bedacht, daß während der Registrierung das das Element treffende Zimmerlicht sich nicht ändert. Vor der von benachbarten warmen Gegenständen (z. B. dem Experimentator selbst) ausgehenden Ultrarotstrahlung braucht man sich nicht zu fürchten. Diese wird durch die vor dem Thermoelement gestellte Glaslinse gänzlich zurückgehalten.

[1]) In noch viel stärkerem Maße gilt letztere Bemerkung für einen von Zeiss in seinem Mikrophotometer angewandten Hebelmechanismus.

[2]) Moll, Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, November 1919. Proc. Phys. Soc. of London **33**, IV, 207, 1921.

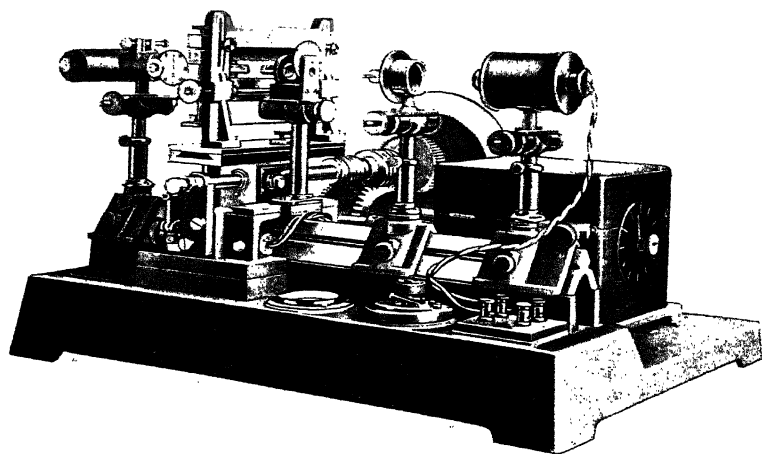



Abb. 38. Mikrophotometer nach Moll

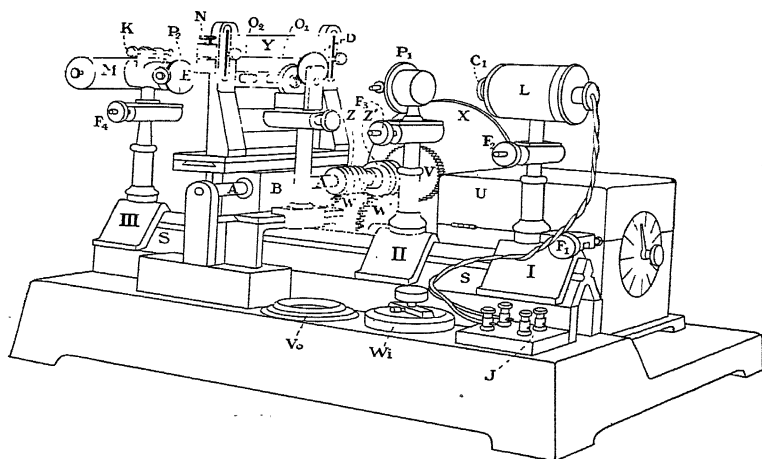



Abb. 39. Mikrophotometer nach Moll (schematisch)

Es braucht wohl kaum betont zu werden, daß die Wahl von Thermoelement und Galvanometer den Vorteil mit sich bringt, daß die Ausschläge proportional der zu messenden Strahlung sind. Die Einstellungszeit der in den früheren Mikrophotometern verwendeten Apparate war ziemlich kurz, etwa 2 Sekunden. Sie erlaubte bei den meisten Arbeiten ein verhältnismäßig rasches Fortschieben der zu untersuchenden Platte. Bei ausgedehnten Objekten jedoch war bei sehr feiner Struktur eine langsame Bewegung geboten, und die für eine Ausmessung erforderliche Zeit konnte manchmal lang ausfallen. Bei den heutigen Mikrophotometern ist diesem Übelstand abgeholfen. Sie sind mit den auf S. 31 beschriebenen Apparaten ausgerüstet, deren Einstellungszeit weniger als 0,3 Sekunden beträgt. Auf S. 70 (Abb. 42 und 43) wird an reproduzierten Mikrophotometerkurven gezeigt werden, was der Apparat innerhalb einer Minute auszumessen vermag.

Abb. 38 gibt das M o l l sche Mikrophotometer mit allen Einzelheiten, während Abb. 39 den Apparat schematisch darstellt. In beiden Abbildungen fehlen das Galvanometer und der Motor.

Auf der Schiene *SS* sind drei Reiter I bis III befestigt. I trägt die Laterne *L*, II den Spalt P_1 und III den das Thermoelement enthaltenden Apparat *M*, der auf S. 8 (Abb. 6) beschrieben wurde. Zusammen mit den Objektiven O_1 und O_2 bilden sie die Optik, die später näher erläutert wird. Senkrecht zu der Schiene befindet sich die beiderseits gelagerte Achse *AA*, die sowohl den Plattenträger *Y* wie auch den Registrierapparat *U* in Bewegung zu setzen hat. Sie trägt dazu im Inneren des Blockes *B* eine Mikrometerschraube und ferner zwei starke Schraubgewinde *Z* und *Z'* mit eingreifenden Wurmrädern *W* und *W'*. Die Mikrometerschraube schiebt den Plattenträger langsam vorwärts, während entweder *W* oder *W'* an den Registrierapparat gekoppelt ist. Je nachdem die eine oder die andere Koppelung gewählt wird, verhalten sich die linearen Geschwindigkeiten der Platte und des Registrierpapiers wie 1 zu 7 oder wie 1 zu 50. Die Achse *AA* wird in Drehung gesetzt durch einen Motor mit Verzögerungsmechanismus (nicht gezeichnet), der mittels Schnur und Schnurrad eine Wurmschraube dreht, die das Wurmrad *V* antreibt. Letzteres ist mit Reibung auf die Achse *AA* geklemmt. Bevor der Plattenträger zu weit nach rechts oder links kommen kann, wird automatisch der Motor ausgeschaltet.

Die Schrauben für die Bewegungen von Plattenträger und Registrierapparat sowie die Schlittenführung und die Koppelungen sind sehr sorgfältig bearbeitet und erlauben, wenn gewünscht, Abstandsmessungen auf der Platte von großer Genauigkeit; der mittlere Fehler der Mikrometerschraube ist nicht größer als 0,001 mm. Um solche Messungen auszuführen, hat man Film oder Registrierpapier der besten Qualität zu verwenden, dessen Verzerrungen bei der photo-

graphischen Behandlung ganz zu vernachlässigen sind. Eine Kontrolle kann jederzeit durch Mikrophotometrierung einer Präzisionsteilung auf Glas vorgenommen werden. Um während der Aufnahme einer Platte die Koppelung kontrollieren zu können, kann auf der Achse *AA* ein Kontaktrad *X* angebracht werden, auf dessen Rand in genau gleichen Abständen zehn kurze Metallstreifen befestigt sind, die bei Drehung der Achse nacheinander mit einer Schleiffeder Kontakt machen und so zwei Klemmen kurzschließen. Diese Klemmen sind in einen Stromkreis einzuschalten, der eine Stromquelle und ein Glühlämpchen enthält. Das Glühlämpchen stellt man hinter eine kleine Öffnung neben das Galvanometer und auf etwa gleiche Höhe wie dessen Spiegel in solcher Weise auf, daß das austretende Licht den Spalt des Registrierapparates seiner ganzen Länge nach trifft. Ein kurzes Aufglühen des Lämpchens veranlaßt das Entstehen einer schmalen Linie auf dem Film oder Papier. Eine mit dieser Vorrichtung aufgenommene Kurve zeigt eine große Anzahl paralleler Linien, deren Abstand 0,1 mm auf der untersuchten Platte entspricht.

Eine vollkommene Proportionalität der Bewegungen von Platte und Registrierapparat ist jedoch für Intensitätsmessungen nur von sekundärer Bedeutung: sie gelangt erst zu ihrem vollen Rechte, wenn das Mikrophotometer für Abstandsmessungen verwendet wird und mithin als eine Art Mikrometer oder Komparator Dienste leistet (s. S. 99). Falls der Apparat zur Messung von Linienverschiebungen gebraucht werden soll, kann er außerdem, statt mit einem Thermoelemente, mit zwei Thermosäulen ausgerüstet werden, wobei die eine hinter der oberen, die zweite hinter der unteren Hälfte desselben Spaltes aufgestellt ist und jede Säule an ihr eigenes Galvanometer anzuschließen ist. Beide Galvanometer schreiben ihre Kurven auf demselben Registrierapparat. Es können in dieser Weise zwei Spektra gleichzeitig durchgemessen werden. Kleine Wellenlängenunterschiede ihrer Linien lassen sich als gegenseitige Verschiebungen der Linienkurven erkennen. Diese Methode ist ganz unabhängig von etwaigen Kopplungsfehlern.

Eine sehr wichtige Eigenschaft dieses Mikrophotometers ist sein großes Auflösungsvermögen. Dies wurde erreicht durch Wahl einer günstigen Optik und durch Verwendung von Strahlungsmeßapparaten, deren reichliche Empfindlichkeit das Arbeiten mit sehr schmalen Spalten erlaubt. Ihre Empfindlichkeit ist eine solche, daß bei normaler Belastung der Glühlampe und bei dem gebräuchlichen Abstand (1 m) zwischen Galvanometer und Registrierapparat, mit einer ungeschwärzten Platte der Ausschlag etwa 25 cm ist, wenn die beiden Spalte des Apparates 0,1 mm breit sind, was mit etwa 0,015 mm auf der Platte übereinkommt.

Über die Optik ist folgendes zu bemerken. In der Laterne *L* (s. Abb. 39) befindet sich eine Halbwattlampe von etwa 20 Watt. Der

elektrische Kontakt wird nicht in der üblichen Weise durch bloßes Berühren hergestellt, sondern die Lampe ist an die Kupferdrähte des stromzuführenden Kabels direkt angelötet. Diese Maßregel ist notwendig, um Stromschwankungen vorzubeugen. Nach dem Einschalten der Lampe dauert es etwa 10 Minuten, bevor die Glühspirale ihre endgültige Temperatur und Lage bekommt. Der Lampenstrom soll daher rechtzeitig geschlossen und zwischen zwei Aufnahmen nicht unnötig geöffnet werden. Es ist unbedingt notwendig, den Strom einer konstanten Quelle zu entnehmen. Am besten verwendet man Akkumulatoren (6 Volt) von nicht zu kleiner Kapazität. Sie werden an zwei auf der Grundplatte des Mikrophotometers angebrachte Klemmen *J* angeschlossen. Unweit dieser Klemmen findet man einen Widerstand *Wi* zum Regulieren des Stromes und ein die Spannung an der Lampe anzeigendes Voltmeter *Vo*. Nötigenfalls kann die Lampe bis 5 Volt überbelastet werden.

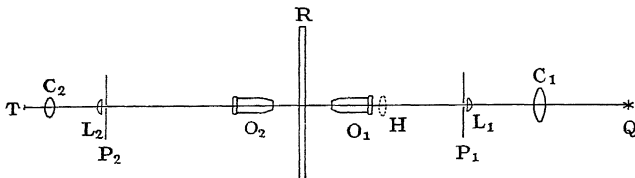



Abb. 40. Schema der Optik des Mollschen Mikrophotometers

Die Anordnung der eigentlichen Optik wird in der schematischen Abb. 40 näher erläutert. Der Kondensor C_1 hat ein scharfes Bild der Glühspirale Q auf dem ersten Spalt P_1 zu liefern. Dieser Spalt steht vertikal; die Glühspirale muß dieselbe Richtung haben, wozu man nötigenfalls die Lampe mit ihrer Fassung ein wenig dreht. Der Spalt P_1 wird scharf und verkleinert auf die Platte R abgebildet. Dazu dient das Objektiv O_1, während ein zweites gleichartiges Objektiv O_2 den sehr schmalen stark beleuchteten Teil der Platte auf den vor dem Thermoelement befindlichen Spalt P_2 vergrößert abzubilden hat. Die Objektive sind so konstruiert, daß die Brennweiten für sichtbares Licht und für kurzwelliges Ultrarot praktisch gleich sind. Um die Objektive fokussieren zu können, sind sie auf Schlitten mit Mikrometerschrauben gestellt. H ist eine Hilfslinse, die zur Fokussierung dient; ihre Verwendung besprechen wir später.

Man könnte den ersten Spalt P_1 auch fortlassen und die Glühspirale direkt auf die Platte abbilden. Man bekommt dann einen noch größeren Galvanometerausschlag, und unter Umständen kann das von Vorteil sein. Die Verwendung dieses Spaltes hat aber den großen Vorteil, daß sie das Auflösungsvermögen des Mikrophotometers be-

deutend erhöht. Man macht nämlich diesen Spalt nicht breiter, als zur Ausfüllung des Spaltes P_2 eben nötig ist und erreicht dadurch, daß nur der zu messende Teil der Platte beleuchtet wird, und der auf S. 57 besprochene Zerstreuungseffekt einen minimalen Einfluß hat. Die Backen des Spaltes P_1 bestehen bei den neueren Apparaten aus Glas (s. S. 67).

Die Spalte P_1 und P_2 haben eine Höhe von 10 mm, was etwa 1,5 mm auf der Platte entspricht. Es kann vorkommen, daß man mit noch niedrigerem Spaltbilde arbeiten will, z. B. beim Photometrieren von Sternspektren. Man blendet dann einen Teil des Spaltes P_1 ab. Auch zwecks Verringerung des falschen Lichtes (s. S. 132) ist es manchmal ratsam, mit schmalen Spektren zu arbeiten. Oft aber kann es Vorteile haben (s. S. 71), möglichst lange Teile der Spektrallinien in die Messung einzubeziehen. Die bezügliche Länge wird u. a. dadurch beschränkt, daß das aus dem oberen (bzw. unteren) Ende des Spaltes P_1 austretende Licht nicht vom Objektiv O_1 aufgefangen wird. Die kleine Linse L_1 verringert diesen Übelstand, indem sie die Divergenz zwischen den aus verschiedenen Punkten des Spaltes P_1 austretenden Lichtbündeln kleiner macht. Einen analogen Zweck hat die kleine Linse L_2.

Spalt P_2 stellt den Eintrittsspalt der auf S. 8 (Abb. 6) beschriebenen Anordnung dar. In diesem Apparate befindet sich ein Kondensor C_2, der P_2 stark verkleinert auf das Thermobändchen T abbildet. Wie man das Spaltbild mit dem zentralen Teil des Thermobändchens zur Koinzidenz bringt, wurde auf S. 9 besprochen. Wenn einmal das Element gut eingestellt ist, bedarf dieser Unterteil des Mikrophotometers späterhin kaum einiger Aufmerksamkeit. Gelegentlich wird es notwendig sein, Spalt P_2 um die optische Achse zu drehen. Verwendet man dazu die Schraube K (s. Abb. 39), so bleibt die gegenseitige Orientierung von Spalt und Thermobändchen erhalten.

Es mögen schließlich noch einige Einzelheiten des Plattenträgers Y (s. Abb. 39) erwähnt werden. Die photographische Platte wird an der Hinterseite des Plattenträgers mit der Gelatineschicht gegen eine Metallplatte mit viereckiger Öffnung mittels federnden Klemmen fixiert. Für kleinere photographische Platten verwendet man einen Einlegerahmen. Wenn das Objekt ein Spektrum ist, soll man sorgfältig darauf achten, daß das Spektrum parallel zur Fortbewegungsrichtung der Platte ist. Dazu ist die Neigung der genannten Metallplatte mittels Schraube N einstellbar.

Diese Metallplatte ist außerdem in einer Schlittenführung auf und nieder bewegbar. Dies ergibt die Möglichkeit, auf derselben Platte übereinander aufgenommene Spektren schnell nacheinander durchzumessen. Diese verschiedenen Kurven registriert man auf demselben Film oder Bogen Bromsilberpapier, wobei man jedesmal den Nullstand der Lichtlinie ein wenig ändert. Eine zweite Schlittenführung ermöglicht eine Verschiebung der Platte nach rechts oder links, d. h. in der

Richtung, in der die Platte durch den Bewegungsmechanismus des Mikrophotometers fortbewegt wird. Mittels dieser Vorrichtung kann man denselben kleinen Teil mehrere Male hintereinander durchmessen, ohne daß man jedesmal die Achse des Mikrophotometers zurückzudrehen braucht. Auch kann man uninteressante Teile der Platte in dieser Weise leicht übergehen. Bevor eine Messung anfängt, werden die Schlitten fixiert.

Wir wenden uns jetzt der Beschreibung der Einstellungen und Fokussierungen zu, die der Benutzung des Instrumentes vorausgehen müssen (s. Abb. 39). Wir setzen voraus, daß die Glühlampe und der Kondensor in der Laterne, das Thermoelement in seinem Gehäuse und die Platte auf dem Plattenträger gut eingestellt sind, und daß auch die beiden Objektive ungefähr ihre richtige Fokussierung haben.

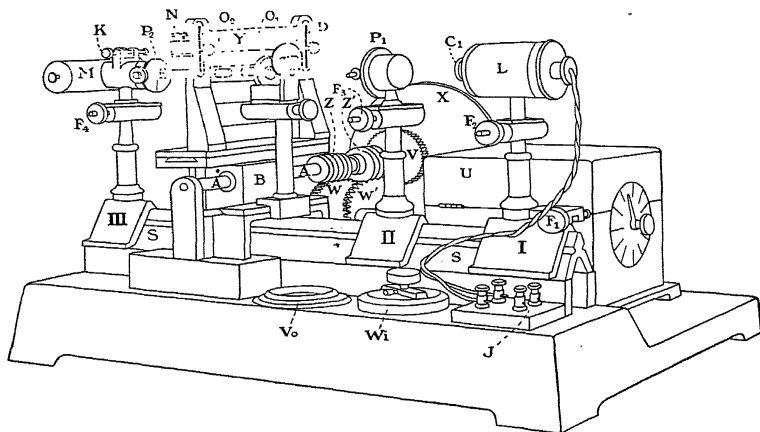



Abb. 39. Mikrophotometer nach Moll (schematisch)

Man zündet die Lampe, nimmt Spalt P_1 fort und stellt die Laterne L so, daß das austretende Lichtbündel die Objektive O_1 und O_2 zentral durchläuft. Spalt P_1 wird wieder an seine Stelle gebracht und zentral in das Lichtbündel gestellt, d. h. so, daß das Bild der Glühspirale den Spalt ganz ausfüllt. Auf den weißen Spaltbacken E erscheint ein (vielleicht unscharfes) Bild des Spaltes P_1. Feine Nachstellungen dieses Spaltes und der Laterne können mittels der Schrauben F_1, F_2, F_3 und F_4 vorgenommen werden. Die optische Achse des Mikrophotometers ist jetzt festgelegt.

Falls man ein Linienspektrum auszumessen hat, müssen nun die beiden Spalte den Spektrallinien parallel gemacht werden. Weil die

Backen des Spaltes P_1 aus Glas bestehen, sieht man rechts und links von P_2 mehrere Spektrallinien auf die weiße Fläche E projiziert, während in der Mitte das sehr lichtstarke Bild von P_1 ersichtlich ist. Mittels Schraube K dreht man Spalt P_2 parallel zu den Spektrallinien, und man dreht Spalt P_1, bis sein Bild parallel zu Spalt P_2 ist.

Bei den älteren Apparaten bestehen die Backen des Spaltes P_1 aus Metall, und man sieht auf der weißen Fläche E nur das Bild dieses Spaltes. Nur ein sehr schmaler Teil der photographischen Platte wird ja beleuchtet, oft nur ein schmaler Teil einer Spektrallinie. Infolgedessen sieht man die benachbarten Spektrallinien nicht abgebildet. Diese Schwierigkeit behebt man, indem man zeitweilig die früher erwähnte Hilfslinse H vor das Objektiv O_1 bringt. Die Scheibe D enthält diese Linse und eine runde Öffnung, welche letztere beim Gebrauch des Mikrophotometers das Lichtbündel durchläßt. Dreht man die Hilfslinse in den Lichtweg, so wird ein beträchtlicher Teil der photographischen Platte beleuchtet und auf die Fläche E abgebildet. Mehrere Spektrallinien können zugleich sichtbar werden. Mittels Schraube K dreht man Spalt P_2 parallel zu diesen Linien. Die Hilfslinse wird nun fortgedreht; der Lichtfleck zieht sich wieder zu einer Linie zusammen. Diese Linie ist eine Abbildung von P_1. Man dreht schließlich Spalt P_1, bis sein Bild parallel zu Spalt P_2 ist.

Für diese Parallelstellungen war es notwendig, daß die Abbildungen von P_1 auf der photographischen Platte und von dieser Platte auf Fläche E nicht zu unscharf waren, und man hat mithin die Objektive O_1 und O_2 schon vorher ungefähr richtig einstellen müssen. Jetzt wird ihre genaue Fokussierung vorgenommen. Man bringt die oben schon erwähnte Hilfslinse in den Lichtweg und sieht einen Teil des Objektes auf der Fläche E abgebildet. Objektiv O_2 soll nun auf maximale Schärfe dieses Bildes eingestellt werden. Die Schärfe ist aber recht schwer zu beurteilen, und doch ist sie zur Erreichung eines hohen Auflösungsvermögens von grundlegender Bedeutung. Die Schwierigkeit beruht darauf, daß auch die schärfste Spektrallinie auf dem photographischen Bilde etwas verwaschene Ränder hat. Im stark vergrößerten Bilde zeigen sich nur stärkere oder weniger starke Anhäufungen von Silberkörnern. Am besten läßt sich die Schärfe an diesen Anhäufungen selbst (den sogenannten Schwärmen) beurteilen. Es gibt ein einfaches Mittel, um diese Scharfstellung zu erleichtern. Dies besteht darin, daß man die Hilfslinse mittels der Scheibe D ein wenig hin und her bewegt. Ist das Bild vor (bzw. hinter) der Projektionsfläche scharf, so zeigt sich das in einer seitlichen Verschiebung der Schwarmbilder mit der Bewegungsrichtung der Linse (bzw. gegen sie). Die Fokussierung von O_2 ist nur richtig, wenn eine Bewegung der Hilfslinse die Schwarmbilder unbeweglich läßt[1]).

[1]) Diese Verwendung der Hilfslinse wurde von Dr. M. Minnaert angegeben.

Jetzt bleibt noch die Möglichkeit übrig, daß an der Fokussierung von O_1 etwas zu verbessern ist, d. h. daß nach dem Fortdrehen der Hilfslinse das Bild von P_1 auf E noch schärfer werden kann. Wegen des Zerstreuungseffekts (s. S. 57) wird ja das Auflösungsvermögen auch durch diese Schärfe bedingt. Um sie zu beurteilen, beachte man den Galvanometerausschlag; dieser soll maximal sein. Dabei muß jedesmal mittels Schraube F_4 Spalt P_2 in Koinzidenz mit dem Bilde des Spaltes P_1 gebracht werden, was man ebenso am Galvanometerausschlag beurteilt.

§ 19. Der Gebrauch des Mikrophotometers

Zum Schluß werden wir den Gebrauch des Mikrophotometers näher erläutern.

1. Fragen wir erst, wie man an einer gegebenen Stelle einer photographischen Platte die Schwärzung numerisch bestimmt. Man hat dazu das Verhältnis zweier Intensitäten zu ermitteln. Es ist ja, nach der S. 46 gegebenen Definition, die Schwärzung S:

$$S = \log I_0/I,$$

wo I_0/I das Verhältnis der durch einen ungeschwärzten und durch den betreffenden Teil der Platte hindurchgelassenen Intensitäten darstellt. Das Mikrophotometer soll also Daten liefern, aus denen man dies Verhältnis herleiten kann. Neben der Kurve, die den verschiedenen Schwärzungen entspricht, hat man also erstens den Stand des Lichtzeigers für einen unbelichteten Teil der Platte, und zweitens den Nullstand mit aufzuschreiben. Ersterer wird im allgemeinen auf jeder Mikrophotometerkurve vorkommen. Den Nullstand legt man am einfachsten dadurch fest, daß man die Scheibe D (s. Abb. 39) ein wenig dreht und so die das Thermoelement treffende Strahlung zurückhält. Man registriert den Nullstand vor und nach jeder Aufnahme; bei sehr langen Aufnahmen vielleicht auch noch einige Male während der Registrierung. Durch die so erhaltenen kurzen Strecken kann man nach Ablauf der photographischen Behandlung mit Bleistift eine gerade Linie ziehen, oder aber man läßt nach der eigentlichen Registrierung durch den Apparat selbst die Nullinie schreiben, indem man mit der Scheibe D in dem Lichtweg eine kürzere oder längere Linie registrieren läßt.

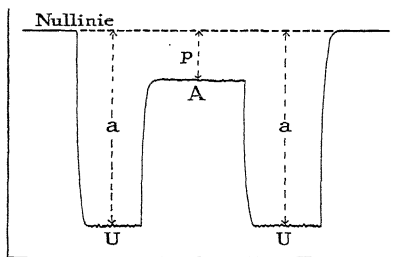



Abb. 41. Schematische Darstellung einer Mikrophotometerkurve

Abb. 41 gibt eine schematische Darstellung einer Mikrophotometerkurve. Die Nullinie wurde aufgenommen, während die Strahlung im Mikrophotometer mittels der Scheibe abgeschirmt wurde. Die Teile UU beziehen sich auf eine ungeschwärzte, während A sich auf die geschwärzte Stelle der Platte bezieht, deren Schwärzung zu messen ist. Man hat dazu die Ausschläge a und p zu bestimmen. Weil diese Ausschläge den das Thermoelement treffenden Intensitäten proportional sind, ist I_0/I gleich a/p, und die zu ermittelnde Schwärzung S ist daher:

$$S = \log a/p.$$

Zur Messung der Ausschläge verwendet man am besten eine Teilung auf Glas in halben Millimetern, wobei man den Nullstrich der Teilung mit der feinen, mit Bleistift gezogenen oder registrierten Nulllinie in Koinzidenz bringt.

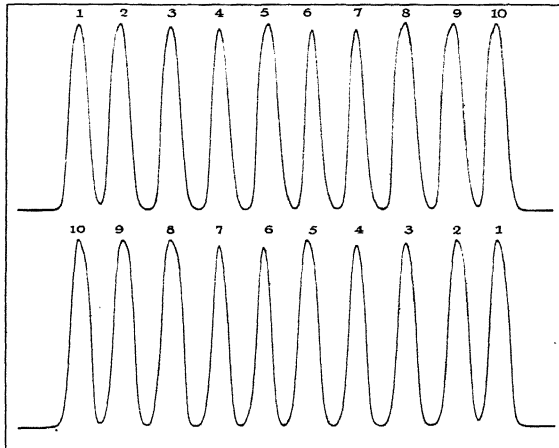



Abb. 42. Mikrophotometerkurve einer Abbeschen Testplatte (hin und zurück)

2. In Abb. 42 geben wir die Reproduktion einer Mikrophotometerkurve, aufgenommen nicht mit einer photographischen Platte, sondern mit einer Abbeschen Testplatte. Die aus der mikroskopischen Technik bekannte Abbesche Testplatte besteht aus einer Silberschicht, in welche vier Reihen von zehn Linien eingeritzt sind. Jede Linie ist etwa 0,02 mm breit, während die zwischen den Linien befindlichen Silberstreifen ungefähr die gleiche Breite haben. Die Begrenzung der Linien ist absichtlich etwas unregelmäßig, und so zeigen auch

auf der Kurve die verschiedenen Linien gewisse Unterschiede. Die Kurve bezieht sich auf eine Reihe von zehn hellen Linien, einmal in der Reihenfolge 1 bis 10 und dann in der Reihenfolge 10 bis 1 aufgenommen. Aus der vollkommenen Übereinstimmung der beiden Kurven geht hervor, daß alle Einzelheiten reelle Eigentümlichkeiten des Objektes sind. Die Tatsache, daß keine mit der Richtung des Durchphotometrierens umkehrende Asymmetrie in der Form der verschiedenen Spitzen zu verspüren ist, beweist, daß bei dieser Aufnahmegeschwindigkeit (die doppelte Aufnahme erforderte weniger als eine Minute) die Trägheit der Strahlungsapparate keine merkbare Rolle gespielt hat.

Weiter zeigt die Kurve deutlich das mit dem Apparate zu erreichende Auflösungsvermögen. Linien, deren Ränder nur 0,02 mm voneinander entfernt sind, werden vollständig getrennt. Dies Auflösungsvermögen ist beträchtlich höher, als für photographische Zwecke je verlangt wird. Auch bei Platten mit der feinsten Bromsilberemulsion sind ja die Bildränder scharfbegrenzter Gegenstände immer über eine Breite von mehr als 0,02 mm verwaschen.

Eine Abbesche Testplatte bildet das gegebene Hilfsmittel zur Kontrolle, ob das Mikrophotometer richtig funktioniert, und auch zur Übung in der Handhabung des Apparates. Wem der Test mit diesem Objekte gut gelingt, dem werden photographische Platten keine Schwierigkeiten bieten. Die Testplatte eignet sich besonders dazu, Übung in der auf S. 67 besprochenen Scharfstellung zu bekommen. Inwieweit die Scharfstellung gelungen ist, kann man quantitativ an der erreichten Tiefe der Einsenkungen zwischen den Linien beurteilen.

3. Abb. 43 gibt die Mikrophotometerkurve für einen Teil eines Eisenspektrums, mit einem Konkavgitter von etwa 2 m Krümmungsradius aufgenommen. Auch diese Kurve wurde in weniger als einer Minute registriert. Die Nullinie wurde vom Apparate selbst aufgeschrieben, d. h. es wurden erst vor und nach der Kurve zwei kurze Nullinien und nach Ablauf der Registrierung nochmals eine vollständige Nullinie registriert. Wie man sieht, decken sich die in verschiedenen Zeiten aufgenommenen Nullinien vollkommen. Ohne Nullinie würde es nicht möglich sein, aus der Kurve Schwärzungswerte herzuleiten (s. S. 68).

Das Aussehen der Linie für die klare Platte und der Nullinie zeigt einen ausgeprägten Unterschied. Erstere hat Zacken, während die Nullinie glatt ist. Das Fehlen der Zacken in der Nullinie bedeutet, daß sie nicht durch etwaige Störungen des Mikrophotometers entstehen. Sie haben ihren Ursprung in Ungleichmäßigkeiten der Gelatineschicht der photographischen Platte (s. S. 75). Daß in den steilen Teilen der Kurve keine Zacken vorkommen, ist wohl selbstverständlich.

Es leuchtet wohl ein, daß die Zacken die Genauigkeit der Messung verringern, und auch, daß bei einer gegebenen Platte die Zacken

kleiner und die Messungen genauer werden, wenn man über größere Teile der Platte integriert, z. B. indem man die Spalte des Mikrophotometers weiter öffnet. Man verliert dann aber an Auflösungsvermögen. Ein besseres Mittel ist die Verwendung höherer Spalte (s. S. 65). Es hängt einerseits von der Beschaffenheit der Platte, andererseits von der Art des Objektes und des zu lösenden Problems ab, welche Spaltbreite und Spalthöhe man am vorteilhaftesten wählt.

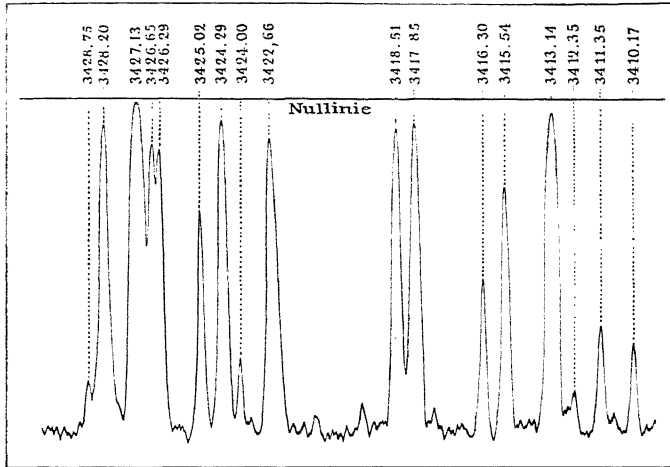



Abb. 43. Mikrophotometerkurve eines Teiles eines Eisenspektrums

Eine hiermit verwandte Frage ist die der zu wählenden Expositionszeit der Platten, die zur mikrophotometrischen Ausmessung aufgenommen werden. Man wünscht kleine Intensitätsunterschiede bestimmen zu können. Große Schwärzungen werden niemals vorteilhaft sein, weil dann die Galvanometerausschläge zu klein, d. h. verhältnismäßig zu ungenau werden. Überdies liegt es in der Art des photographischen Prozesses, daß in diesem Fall kleine Intensitätsunterschiede kaum verschiedene Schwärzungen hervorrufen. Aber auch zu kleine Schwärzungen sind ungünstig, da in diesem Gebiete die oben genannten Zacken den größten Einfluß haben. Die Erfahrung hat gezeigt, daß Platten, die eine für das Auge angenehme Schwärzung aufweisen, für das Mikrophotometer im allgemeinen zu schwarz sind, was für unseren Zweck den Vorteil einer kürzeren Expositionszeit mit sich bringt.

In der Kurve des Eisenspektrums finden sich einige Fälle von sich teilweise überdeckenden Linien vor. Dies ist die Folge eines unzureichenden Auflösungsvermögens — nicht des Mikrophotometers, sondern des Spektralapparates. Die betreffenden Linien fielen auf der photographischen Platte mit ihren verwaschenen Rändern übereinander. Wie man zwei derartige Linien oft noch zu trennen vermag, wird auf S. 96 besprochen.

Für die Praxis nicht ohne Bedeutung ist die Frage, wie rasch die Platte im Mikrophotometer fortgeschoben werden darf. Wir erwähnten schon, daß Strahlungsmeßapparate möglichst kleiner Einstellungszeit verwendet sind, aber immerhin bedeutet das Durchphotometrieren ausgedehnter Objekte einen gewissen Zeitaufwand, den man natürlich möglichst beschränken will. Die zulässige Geschwindigkeit wird um so kleiner sein, je größer die Schwärzungsgradienten sind, die die Platte aufweist. Bei Linienspektren kann eine allzu rasche Durchmessung die Kurve beträchtlich verzerren. Erstens wird dadurch die Schwärzungsverteilung innerhalb der Linien gefälscht, was z. B. bei symmetrischen Linien als eine Asymmetrie der Linienkurven hervortritt, und zweitens werden die Scheitelwerte der Linien zu niedrig ausfallen. Ob eine Durchmessung die Kurve verzerrt hat, läßt sich am einfachsten durch eine zweite Registrierung in umgekehrter Richtung beurteilen. Beide Kurven werden dann merkbare Unterschiede aufweisen können. Es gibt aber auch Fälle, wo eine Verzerrung der Kurve ohne Bedenken ist, und daher eine sehr rasche Durchmessung zu richtigen Ergebnissen führen kann.

Abb. 44. Mikrophotometerkurve einer Zeeman-Aufspaltung der Kadmium-Linie 4800 Å

4. In Abb. 44 ist die Mikrophotometerkurve der Zeeman-Aufspaltung der Kadmiumlinie (4800 Å) reproduziert. Auffallend ist die Asymmetrie der Scheitelwerte. Diese Erscheinung, die dem Auge entgeht, ist mikrophotometrisch auch in anderen Fällen festgestellt worden. Um sie quantitativ zu untersuchen, genügt eine Kurve wie die abgebildete nicht, man hat vielmehr eine der im folgenden Kapitel zu

beschreibenden Methoden zur Ermittlung der betreffenden Intensitäten anzuwenden.

5. Abb. 45 ist die Mikrophotometerkurve einer mit einem Fabry-Perotschen Interferometer aufgenommenen Spektrallinie in fünf aufeinanderfolgenden Ordnungen zu beiden Seiten der Mitte. Sie diente zu einer Erforschung der Intensitätsverteilung innerhalb der Heliumlinie 6678 Å. Die Interferenzstreifen sind Teile von Kreisen; mit Rücksicht darauf mußten die Spalte des Mikrophotometers nicht nur schmal, sondern auch kurz sein. Infolgedessen zeigen die Kurven stark ausgesprochene Zacken. Man sieht deutlich, daß die Zacken um so kleiner werden, je größer die Schwärzung ist. Die rechte Hälfte des mit dem Interferometer aufgenommenen Ringsystems wurde mittels eines Abschwächers zwecks Bestimmung der Halbwertsbreite auf halbe Intensität abgeschwächt (s. S. 136).

Die Halbwertsbreite muß für die verschiedenen Ordnungen identisch sein. Man erhält also fünf unabhängige Messungen dieser Breite. Der Einfluß der Zacken wurde in dieser Weise zum Teil eliminiert.

6. Abb. 46 ist die Mikrophotometerkurve eines Absorptions-Sternspektrums von nur 0,2 mm Höhe. Auch hier mußten schmale und kurze Spalte verwendet werden, und es gaben daher die Fehler der Platte zu erheblichen Zacken Anlaß.

Aus dem oben Besprochenen geht hervor, daß das Mikrophotometer den verschiedenen an einen automatisch arbeitenden Apparat zu stellenden Anforderungen völlig genügt. Es ist

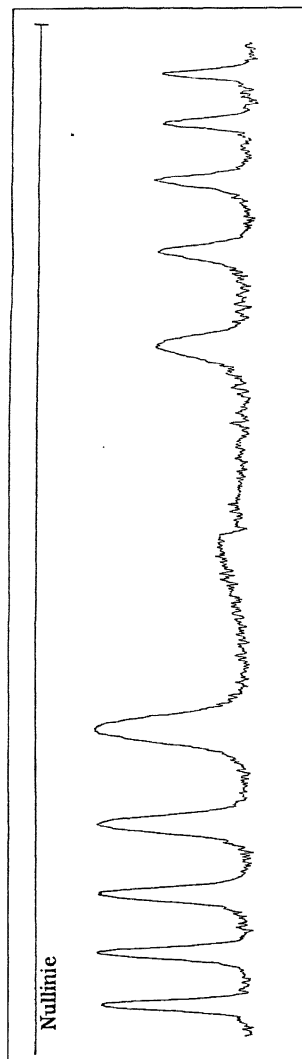



Abb. 45. Mikrophotometerkurve eines mit Interferometer nach Fabry-Perot aufgenommenen Ringsystems

frei von Störungen, braucht keine Überwachung, arbeitet schnell und liefert eine Kurve, aus der man die Schwärzung (oder die Durchlässigkeit) an jeder Stelle der Platte direkt ableiten kann. Was speziell das Auflösungsvermögen betrifft, so erwähnten wir schon, daß dies weiter getrieben werden kann, als von photographischen Objekten je gefordert wird. Diese Aussage scheint in Widerspruch mit der Erfahrung zu stehen, nach der in photographischen Objekten oft mit dem Auge Besonderheiten bemerkt werden, die in der Mikrophotometerkurve nicht nachweisbar sind.

Der Grund dieses scheinbaren Widerspruches ist auf eine Eigenschaft des Auges zurückzuführen, das Kontraste sieht, auch wenn sie in Wirklichkeit nicht vorhanden sind. Besonders auffallend ist diese optische Täuschung bei sehr benachbarten Linien, die nicht aufgelöst

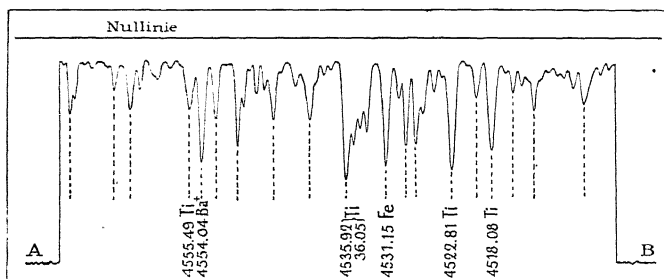



Abb. 46. Mikrophotometerkurve eines Teiles eines Sternspektrums (α-Scorpii)

sind. Die Intensitätsverteilung kann dann einen Wendepunkt zeigen, den das Auge als eine Auflösung, d. h. als ein Minimum zwischen zwei Maxima sieht. Auch bei schroffen Änderungen der Schwärzung wird dem Auge in der Nähe der Grenze manchmal ein heller Streifen auf dunklem Untergrund, oder umgekehrt, vorgetäuscht.

Selbstverständlich kann bei fehlerhafter Einstellung des Apparates das Auflösungsvermögen in der Tat ungenügend sein. Wenn aber die in Beispiel 2 erwähnte Testplatte eine richtige Kurve gibt, ist der Beweis eines ausreichenden Auflösungsvermögens des Mikrophotometers geliefert.

Wir haben in unseren Beispielen absichtlich auch die Schwierigkeiten betont, die sich bei photographischen Intensitätsmessungen ergeben, sobald man feine Unterscheidung erstrebt. Aber selbst wenn größere Oberflächen verwendet werden können, haftet der Methode ein nicht unbeträchtlicher Fehler an. Die Schwierigkeiten und die Fehler haben ihren Ursprung nur in der Platte und deren Eichung.

Demgegenüber sind die Unvollkommenheiten des Mikrophotometers ganz zu vernachlässigen. Eine künftige Verfeinerung der photographischen Photometrie fordert an erster Stelle eine wesentliche Verbesserung der photographischen Platte.

§ 20. Die Fehler der photographischen Platte

Wie wir schon auf S. 70 bemerkten, ist die Mikrophotometerkurve einer photographischen Platte niemals ganz glatt; sie zeigt immer Zacken. Die Zacken haben zweierlei Ursprung. In erster Linie werden sie durch in der Gelatine eingelagerte Fremdteilchen verursacht. Bei einer ohne Belichtung entwickelten und fixierten Platte sind sie mit dem Mikroskop deutlich zu beobachten. Mit dem Mikrophotometer untersucht, weist solch eine Platte manchmal noch stärkere Zacken auf, als bei vorhergehender Belichtung. Die Erscheinung ist darauf zurückzuführen, daß das ausgeschiedene Silber die Galvanometerausschläge verkleinert und dadurch die Zacken weniger ausgesprochen macht. Diese optische Unreinheit der Gelatine ist im allgemeinen desto größer, je empfindlicher die Platte ist. Wenig empfindliche Platten, zumal Diapositivplatten, zeigen diesen Fehler fast gar nicht.

Eine zweite Ursache der Zacken ist die Schwarmbildung der entwickelten Silberkörner. Während einzelne aus Silberbromidkristallen entstandene Silberkörner zu klein sind, um mikrophotometrisch nachweisbar zu sein, sind deren durch Zufall oder durch physikalisch-chemische Ursachen gebildete Schwärme groß genug, um sich in der registrierten Kurve als Zacken zu zeigen. Auch diese Ursache von Zacken tritt bei empfindlichen Platten in stärkerem Maße auf, als bei wenig empfindlichen.

Die kleinste mit einer Platte nachweisbare Intensität wird nicht allein durch ihre Empfindlichkeit, sondern auch durch ihre Zacken bedingt. Eine Spektrallinie zeigt sich auf der Mikrophotometerkurve als eine Erhöhung. Diese ist um so kleiner, je schwächer die Linie ist, und die Linie wird unnachweisbar, wenn die betreffende Erhöhung kleiner ist als die mittlere Amplitude der Zacken. Bei der Messung schwacher Linien hat man also zu überlegen, ob der Gewinn an Empfindlichkeit bei Wahl einer sehr empfindlichen Platte nicht durch die Vergrößerung der von den Zacken herbeigeführten Unsicherheit der Ablesung verloren geht.

Durch Integrieren über die Höhe oder über die Breite der Spektrallinien läßt sich der Zackenfehler verkleinern. Bei linienarmen Spektren und bei genügender Dispersion ist die Integration über die Breite automatisch ausführbar, indem man die Spalte des Spektrographen oder des Mikrophotometers breit macht.

Einen zweiten Fehler der Platte bildet ihre ungleichmäßige Empfindlichkeit. Auch bei vollkommen gleichmäßiger Beleuchtung und

sorgfältiger, langer Entwicklung weist die Platte Schwärzungsunterschiede auf, die Fehler von mehreren Prozenten in der Intensitätsmessung verursachen können. Die verschiedenen Plattensorten zeigen den Fehler in verschiedenem Maße. Im allgemeinen ist auch hier der Fehler bei den empfindlichsten Platten am größten. Der Einfluß des Entwicklers wurde schon erwähnt (s. S. 53). Nur durch mehrere Messungen an verschiedenen Stellen der Platte läßt sich die Genauigkeit erhöhen. In dieser Beziehung soll noch die Eigenschaft der Platte erwähnt werden, an den Rändern gewöhnlich eine größere Schwärzung aufzuweisen als in der Mitte, während alte Platten oft die Erscheinung des sogenannten Randschleiers zeigen.

Ein dritter Fehler der photographischen Platte ist ihre Unfähigkeit, große Intensitätsgradienten anzugeben. Wenn ein scharf begrenzter Teil der Platte stark beleuchtet wird, zeigt nach der Entwicklung die geschwärzte Oberfläche mehr oder weniger verwaschene Ränder; die angrenzenden unbeleuchteten Stellen sind „infiziert" (Eberhard-Effekt). Durch geeignete Wahl von Platte und Entwickler läßt sich dieser Effekt erheblich herabdrücken. Oft wird in dieser Hinsicht Eisenoxalat als Entwickler empfohlen. Von den üblichen Entwicklern ist nach unserer Erfahrung Glyzin sehr schlecht und Paraaminophenol (Rodinal) viel besser. Aber immer bleibt der Effekt zu fürchten, insbesondere bei Objekten mit sehr feiner Struktur, z. B. Linienspektren, wo der Fehler sich als ein beschränktes Auflösungsvermögen der Platte äußert.

Über den Einfluß eines Schleiers und eines kontinuierlichen Untergrundes bei Linienspektren s. S. 98.

Platten für mikrophotometrische Ausmessung müssen sorgfältiger behandelt werden, als sonst üblich ist. Selbstverständlich muß man für eine vollkommene Fixierung und gute Auswaschung Sorge tragen. Die Trocknung soll gleichmäßig und nicht zu schnell geschehen, damit die Oberfläche der Gelatine eben bleibt. Die Gelatineschicht ist sehr leicht verletzbar, und jeder Ritz gibt beim Mikrophotometrieren zu einem Fehler Anlaß. Es ist daher anzuraten, die Gelatine durch Baden der Platte nach der Fixierung in einer Alaun- oder Formalinlösung widerstandsfähiger zu machen. Natürlich muß auch eine in solcher Weise gehärtete Platte gegen Beschädigung behütet werden. Staub auf der Platte muß sorgfältig vermieden werden, da es die Mikrophotometerkurve fehlerhaft macht. Daher stelle man die Platte während des Trocknens in einen staubfreien Raum.

Kapitel V

Die photographische Photometrie bei kleinen Wellenlängenunterschieden

§ 21. Prinzip der Methode

Der einfachsten Aufgabe der photographischen Photometrie begegnet man bei der Vergleichung von Intensitäten derselben spektralen Zusammensetzung. Dieser Fall liegt vor, wenn man von derselben Emissionslinie unter verschiedenen Umständen die Intensität bestimmen will, und auch bei Absorptionsmessungen. Die zu diesem Zweck bestimmten Methoden sind aber auch geeignet für Spektrallinien, deren Unterschied in Wellenlänge so klein ist, daß sie praktisch identische Schwärzungskurven liefern. Dies kann noch bei ziemlich großen Wellenlängenunterschieden der Fall bleiben, und so gibt es eine Reihe wichtiger Probleme, die nach den in diesem Kapitel zu behandelnden Methoden gelöst werden können. An erster Stelle gehören dazu Messungen an Zeeman- und Stark-Aufspaltungen und an vielen Multipletts.

Wie schon Hartmann betont hat, rufen gleiche Intensitäten auf derselben Platte, bei derselben Zusammensetzung des Lichtes und bei derselben Entwicklung gleiche Schwärzungen hervor. Diese Evidenz bildet die Grundlage der photographischen Photometrie. Der Zusammenhang zwischen Schwärzung und Intensität hängt von zu vielen Faktoren ab, als daß aus den mit einem Mikrophotometer erhaltenen Kurven ohne weiteres auf Intensitätsverhältnisse geschlossen werden dürfte [1]. Wohl aber ermöglicht der Apparat die eindeutige Feststellung einer Gleichheit zweier Intensitäten.

Um die Intensitäten zweier Linien mit kleinem Wellenlängenunterschied zu vergleichen, liegt es also nahe, die stärkere so abzuschwächen, daß ihre Schwärzung derjenigen der schwächeren Linie gleich ist. Das

[1] Wie selbstverständlich dies auch scheinen möge, so findet man doch wiederholt in der Literatur, daß die Ausschläge des Mikrophotometers als ein direktes Maß der der Schwärzung zugrunde liegenden Intensität angesehen werden, ohne daß also die spezifischen Eigenschaften von Platte und Entwickler berücksichtigt werden. — Dem Bedürfnis nach einer Methode, die eine direkte Ablesung der Intensität aus der Mikrophotometerkurve ermöglicht, hoffen wir bald entgegenzukommen.

Verhältnis, in dem die stärkere abgeschwächt werden mußte, gibt das gesuchte Intensitätsverhältnis. Man hat also auf derselben Platte die schwächere Linie und die stärkere in bekannten Abschwächungsgraden zu photographieren. alle Aufnahmen mit genau derselben Belichtungszeit. Selbstverständlich verzichtet man darauf, gerade die Schwärzung der schwächeren Linie zu erreichen, sondern man wendet ein graphisches Interpolationsverfahren an, d. h. man entwirft eine Schwärzungskurve (s. S. 49). Auf dieser an der Hand der abgeschwächten stärkeren Linie zu konstruierenden Schwärzungskurve sucht man einen Punkt, dessen Schwärzung gleich derjenigen der schwächeren Linie ist. Die Abszisse dieses Punktes liefert dann das gesuchte Intensitätsverhältnis.

Es wäre natürlich auch möglich, analytisch vorzugehen und die Schwärzungskurve durch eine Formel darzustellen. Die Konstanten der Formel müssen dann aber doch aus den oben erwähnten Messungen bestimmt werden; eine Vereinfachung wird also nicht erreicht. Auch die Genauigkeit wird bei dem analytischen Verfahren im allgemeinen nicht größer sein, so daß die graphisch-empirische Methode als die weniger umständliche vorzuziehen ist.

Anstatt die Linien selbst zur Herleitung der Schwärzungskurve zu verwenden, hat es manchmal Vorteile, diese auf anderem Wege zu erhalten. Man kann nämlich auch auf dieselbe Platte, die zur Aufnahme des Linienspektrums dient, mittels einer Hilfslichtquelle eine Reihe von „Schwärzungsmarken" bekannter Intensitätsverhältnisse entwerfen. Die Hilfslichtquelle kann entweder ein kontinuierliches oder ein Linienspektrum besitzen; nur sollen die Wellenlängen der Schwärzungsmarken denjenigen der zu untersuchenden Linien genügend nahe sein.

§ 22. Sukzessive Abschwächung

Wir werden erst die Methoden behandeln, nach welchen die Intensität des Lichtes in bekanntem Maße abgeschwächt werden kann. Diese Methoden zerfallen in zwei Gruppen. Bei der ersten werden die zu vergleichenden Schwärzungen nacheinander aufgenommen. Die Lichtquelle (sei es die zu untersuchende Lichtquelle selbst, sei es eine Hilfslichtquelle) soll also zeitlich konstant sein. Bei den Methoden der zweiten Gruppe werden die verschiedenen Schwärzungen während einer einzigen Aufnahme gleichzeitig erhalten, weshalb sie auch bei veränderlichen Lichtquellen verwendbar sind.

In diesem Abschnitt besprechen wir die Methoden der ersten Gruppe, wobei man also auf dieselbe Platte mehrere Spektra aufnimmt [1]). Als Methoden dieser Gruppe nennen wir die folgenden:

---

[1]) Falls dies kontinuierliche Spektra sind und man hinsichtlich der Parallelverschiebung der Platte im Spektralapparat nicht sicher ist, superponiert man Wellenlängenmarken mittels bekannter Spektrallinien.

1. Abschwächung durch Absorption oder Zerstreuung.

Man kann dazu eine homogene Schicht jedes bei der betreffenden Wellenlänge absorbierenden oder zerstreuenden Stoffes gebrauchen. Für die Praxis ist es angebracht, eine Schicht zu verwenden, deren Extinktion nicht zu viel von der Wellenlänge abhängt, z. B. eine geschwärzte photographische Platte, dünne Metallschichten, oder Rauchglas.

Die Verwendung photographischer Platten als Abschwächer hat den Vorteil, daß man sie selbst in allen gewünschten Abschwächungsgraden leicht herstellen kann. Dazu beleuchtet man, bei geeigneter Wahl von Intensität und Zeit, eine photographische Platte (sehr geeignet sind Diapositivplatten) in solcher Weise, daß sie über ihrer ganzen Oberfläche eine gleichmäßige Schwärzung bekommen. Es ist möglich, photographische Abschwächer herzustellen, deren Durchlässigkeit im Gebiete von etwa 10 000 bis 3500 Å Unterschiede von nur einigen Prozenten aufweist. Als Nachteil erwähnen wir, daß hier die Abschwächung zum Teil auf Zerstreuung beruht, weshalb die Durchlässigkeit einigermaßen von der optischen Anordnung abhängig ist. Es ist darum erwünscht, daß Eichung und Gebrauch dieser Abschwächer unter möglichst gleichen Bedingungen stattfinden.

Dünne Metallschichten kann man durch Zerstäubung oder Verdampfung in jeder gewünschten Dicke, d. h. mit jeder gewünschten Durchlässigkeit herstellen. Als Unterlage wählt man gewöhnlich Glas oder Quarz, je nachdem man im sichtbaren oder im ultravioletten Gebiete arbeiten will. Metallschichten schwächen das Licht hauptsächlich durch Reflexion und Absorption; ihre Durchlässigkeit ist deshalb fast nicht von der optischen Anordnung abhängig. Die Wahl des Metalles wird durch Anforderungen der Haltbarkeit, leichter Herstellbarkeit und geringer Selektivität bedingt. Platin ist wohl am meisten verwendet. Es läßt sich durch Zerstäubung in jeder gewünschten Dicke auf eine Glas- oder Quarzplatte aufbringen, hält sich gut an der Luft und ist wenig selektiv. Bedeckung der sehr verletzbaren Schicht mit einer zweiten Platte ist nötig.

Rauchglas ist käuflich erhältlich und weist den weiteren Vorteil auf, daß die Durchlässigkeit sich mit der Zeit nicht verändert. Die üblichen Sorten haben aber eine ausgeprägte Selektivität, auch wenn man mit dem Auge keine Färbung bemerkt. Am größten ist die Durchlässigkeit bei größeren und kleineren Wellenlängen; im zwischenliegenden Gebiet, zwischen Orange und Blau, zeigt es einige Maxima. Diese Eigenschaft macht Rauchglas für unseren Zweck weniger geeignet.

Welchen Typus von Abschwächer man auch verwendet, man hat jedenfalls auf Selektivität bedacht zu sein. Der Abschwächungsgrad muß spektral bestimmt werden. Zu diesem Zweck ist prinzipiell jede Methode der Intensitätsmessung verwendbar. Die Bestimmung eines Ab-

schwächungsgrades beruht ja auf der Vergleichung zweier Intensitäten, der ungeschwächten und der geschwächten. Am meisten empfiehlt sich das auf S. 30 besprochene thermoelektrische Verfahren, das direkt vergleichbare Ergebnisse liefert. Nur wenn die Eichung für das Ultraviolett vorgenommen werden muß und man keine genügend starke konstante Lichtquelle zur Verfügung hat, kann die photographische Methode der Intensitätsmessung angebracht sein.

2. Abschwächung durch Stromstärkenänderung.

Anstatt das aus einer Lampe heraustretende Licht in bekannten Verhältnissen abzuschwächen, kann man bei einer durch den elektrischen Strom gespeisten Lampe öfters mit Vorteil die Stromstärke verringern. Um diese Methode anwenden zu können, hat man nur für die gegebene Lampe bei bestimmten Wellenlängen die Beziehung zwischen Stromstärke und Intensität durch Messung festzulegen. Diese Eichung wird am besten nach einer der in Kapitel I und II besprochenen direkten Methoden ausgeführt. Selbstverständlich kann diese Beziehung in hohem Maße von der Wellenlänge abhängig sein.

Wir wenden uns jetzt zu Abschwächungsmethoden, die frei von Selektivität sind.

3. Abschwächung durch Abstandsänderung der Lichtquelle.

Bei richtiger Vorsorge ist die Intensität dem Quadrat des Abstandes umgekehrt proportional. Dazu muß erstens alles Streulicht der Umgebung abgeblendet werden, und zweitens muß bei jedem Abstand das auf den Spalt treffende Licht den Spektrograph in derselben Weise ausfüllen. Letzterer Forderung ist schwer zu genügen, auch wenn die Dimensionen der Lichtquelle klein sind gegenüber denen des Spaltes. Besser kann man eine kleine weiße diffus reflektierende Fläche durch die in verschiedenen Abständen gestellte Lichtquelle bestrahlen lassen und mit dieser Fläche den Spalt beleuchten. Wegen des hiermit verbundenen großen Lichtverlustes erfordert diese Methode eine sehr intensive Lichtquelle.

Wir haben über diese Methode wenig Erfahrung; sie scheint besonders vielversprechend für das kurzwellige Ultraviolett zu sein.

4. Abschwächung durch Diaphragmierung.

Man kann auch das Licht in bekannten Verhältnissen abschwächen durch Diaphragmierung des Lichtbündels an einer geeigneten Stelle, z. B. bei der Linse, die die Lichtquelle auf den Spalt des Spektrographen projiziert. Wird diese Linse gleichmäßig beleuchtet, so kann man aus den Abmessungen der Diaphragmen die Abschwächungsgrade ohne weiteres angeben. In der Praxis ist es aber schwer, eine gleichmäßige Beleuchtung zu bekommen. Mit Vorteil wendet man die fol-

gende Anordnung an [1]. Unmittelbar vor (oder hinter) die abbildende Linse stellt man einen drehbaren Sektor. Durch Drehung dieses Sektors werden Ungleichmäßigkeiten der Beleuchtung eliminiert, während sich durch Änderung des Sektorwinkels jeder Abschwächungsgrad erhalten läßt. Die Winkelgeschwindigkeit muß so gewählt werden, daß in der Belichtungszeit viele Umdrehungen stattfinden. Weil es sich hier um kleine Ungleichmäßigkeiten der Beleuchtung handelt, verursacht der Intermittenzeffekt nur einen Fehler zweiter Ordnung.

Zur Diaphragmierung kann man auch ein Metalldrahtnetz verwenden. Die Stellung des Netzes muß so sein, daß es nicht auf der photographischen Platte abgebildet wird; am besten bringt man es auf der abbildenden Linse an. Um Reflexion und Beugung zu vermeiden, müssen die Netze geschwärzt und ziemlich grobmaschig sein. Die Durchlässigkeit läßt sich schwer durch geometrische Ausmessung bestimmen; besser führt man eine experimentelle Eichung aus.

5. Abschwächung durch Änderung der Spaltbreite.

Eine andere sehr empfehlenswerte Methode der Abschwächung, die aber nur bei kontinuierlichen Spektren brauchbar ist, bildet die Änderung der Spaltbreite des Spektrographen. Wird der Spalt über seine volle Breite gleichmäßig beleuchtet, so ist die Intensität im kontinuierlichen Spektrum der Spaltbreite proportional. Zwar fällt an jeder Stelle Licht von etwas verschiedenen Wellenlängen übereinander, die Platte hat dafür aber praktisch dieselbe Empfindlichkeit, und es kommt auf das gleiche hinaus, als wäre an jeder Stelle das Licht monochromatisch. Bei den meisten Spektrographen ist die die Spaltbacken bewegende Schraube von genügender Zuverlässigkeit, um die Spaltbreite direkt auf der Teilung ablesen zu können. Wohl stelle man fest, bei welchem Teilstrich der Spalt eben geschlossen ist. Wenn nötig, kann man eine Eichung der Teilung vornehmen.

Allzu kleine Spaltbreiten sind zu vermeiden, weil dann der Nullpunktsfehler der Teilung einen relativ großen Fehler der Intensität bedingen würde. Überdies würde wegen der Beugung alles aus dem Spalt heraustretende Licht nicht von der Kollimatorlinse aufgefangen werden und es wäre daher die Intensität kleiner, als aus der abgelesenen Spaltbreite abzuleiten wäre. Eine obere Grenze ist der Spaltbreite durch die oben erwähnte Farbenmischung und durch die Schwierigkeit gesetzt, den Spalt über größere Breiten gleichmäßig zu beleuchten. Man gebrauche einen Bilateralspalt. Ein unsymmetrischer Spalt würde systematische Fehler veranlassen. Selbstverständlich müssen die Spektren mit derselben Belichtungszeit aufgenommen werden. Um den eventuell auftretenden Fehler in der Zeitdosierung zu drücken, empfiehlt es sich, die Belichtungszeiten nicht zu klein, d. h. die Intensität des Lichtes nicht zu groß zu wählen.

[1] G. M. Pool, Zeitschr. f. Phys. **29**, 311, 1924.

6. Abschwächung mittels Nicolscher Prismen.

Bekanntlich kann man, wenn Licht zwei Nicolsche Prismen hintereinander durchläuft, durch Drehen eines der Prismen jeden gewünschten Abschwächungsgrad erreichen und dessen Betrag aus der Stellung dieses Nicols berechnen. Den Hauptmangel dieser Methode bildet das „falsche“ Licht. Die Menge des bei gekreuzten Nicols durchgelassenen Lichtes ist zwar ziemlich klein im Verhältnis zu der maximalen Intensität; bei größeren Abschwächungen aber spielt sie eine überwiegende Rolle.

7. Abschwächung mit rotierendem Sektor.

Die Lichtabschwächung mittels eines rotierenden Sektors und auch die früher oft angewandte Methode der Aufnahmen mit verschiedenen Belichtungszeiten sind beide zu verwerfen, weil sie keine Abschwächung des Lichtes selbst bewirken und nur bei Kenntnis des Intermittenzeffektes und des Schwärzungsgesetzes verwertbar sein würden.

§ 23. Gleichzeitige Abschwächung (Stufenabschwächung)

Für zeitlich inkonstante Lichtquellen sind die oben besprochenen Methoden unbrauchbar, weil sie mehrere nacheinander folgende Aufnahmen erfordern. Bei inkonstanter Lichtquelle ist es notwendig, die verschiedenen Spektren bekannter Intensitätsverhältnisse gleichzeitig aufzunehmen. Dies Verfahren hat den weiteren Vorteil, daß nicht eine Reihe von Belichtungen, sondern eine einzige Aufnahme zum Ziel führt und man daher Zeit erspart. Um mehrere Spektren gleichzeitig in bekannten Intensitätsverhältnissen aufzunehmen, verwendet man die jetzt zu besprechende Stufenabschwächung.

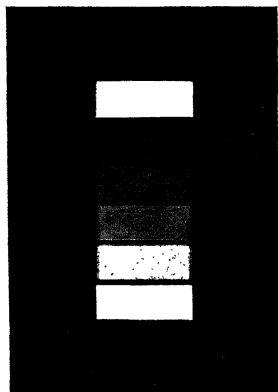



Abb. 47. Stufenabschwächer

1. Stufenabschwächung durch Absorption oder Zerstreuung.

Den zu verwendenden Stufenabschwächer stellt man her, indem man mit einem der früher erwähnten Abschwächungsmittel (geschwärzte photographische Platte, dünne Metallschicht oder Rauchglas) verschiedene Abschwächungsgrade nebeneinander anordnet, wie es in Abb. 47 dargestellt ist. Die Folge der Abschwächungsgrade kann man willkürlich wählen, um dadurch systematische Fehler durch Ungleichmäßigkeiten der Beleuchtung zu vermeiden. Um eine eventuelle Ungleichmäßigkeit leicht konstatieren zu können, gibt man zweckmäßig der unteren und der

oberen Stufe die Abschwächung Null. Die Durchlässigkeiten werden ein für allemal experimentell bestimmt (s. S. 30).

Man kann diese Stufenabschwächer auf verschiedene Weise anwenden.

a) Auflegen auf die photographische Platte.

Wenn man die Messung über ein großes Wellenlängengebiet ausdehnen will, muß man bei diesem Verfahren über Abschwächer entsprechender Dimensionen verfügen können. Große Stufenabschwächer genügender Gleichmäßigkeit sind aber schwer erhältlich.

b) Aufstellung unmittelbar vor dem Spalt.

Bei der üblichen geringen Höhe des Spektrographenspaltes ist es schwer, auf diesem Bereich eine ausreichende Zahl von Stufen anzubringen. Wir haben diese prinzipiell so einfache Methode nie verwendet, sondern die unter c) zu besprechende, von P. H. van Cittert angegebene Methode bevorzugt.

c) Aufstellung hinter einer Hilfslinse.

Diese Methode wird durch Abb. 48 erläutert. Die Lichtquelle Q beleuchtet die Hilfslinse L_1 gleichmäßig. Der Stufenabschwächer A ist hinter dieser Linse aufgestellt und wird mittels der Linse L_2 auf den

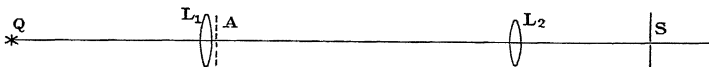



Abb. 48. Anordnung des Stufenabschwächers hinter einer Linse

Spalt S des Spektrographen abgebildet. L_1 hat den Zweck, das von Q ausgesandte Licht so weit konvergent zu machen, daß das durch den Abschwächer A austretende Licht durch die Linse L_2 aufgefangen wird. Die Spektrallinien auf der photographischen Platte sind Bilder des Spaltes S und bestehen, wenn die Abbildung im Spektrographen stigmatisch ist, aus einer Reihe scharf begrenzter Teile verschiedener Schwärzung, jeder einer Stufe des Abschwächers entsprechend. Damit die Intensitätsverhältnisse, in denen man die Linien photographiert, tatsächlich den Abschwächungsgraden des Abschwächers gleich sind, gilt die Forderung, daß ohne Abschwächer aufgenommene Spektrallinien der Höhe nach eine konstante Schwärzung haben sollen. Dazu ist notwendig, daß das in den Spektrograph eintretende Licht für alle Punkte des Spaltes in derselben Weise (oder überhaupt nicht) diaphragmiert wird. Man hat sorgfältig zu prüfen, ob die optische Anordnung dieser Forderung genügt, was am besten durch Mikrophotometrieren einer ohne Abschwächer aufgenommenen breiten Spektrallinie in verschiedenen Höhen geschieht. Eine notwendige, aber nicht hinreichende Bedingung ist die Gleichheit der Schwärzung des oberen und des unteren Teils der mit Stufenabschwächer aufgenommenen

Linien, welche jede für sich mit der Abschwächung Null aufgenommen sind.

Die Hilfslinse L_1 muß gut gereinigt und ohne Ritze sein. Jede Ungleichmäßigkeit auf ihrer Oberfläche gibt eine unkontrollierbare Verkleinerung der Durchlässigkeit. Ist es eine achromatische Linse, so sei man darauf bedacht, daß in der Schicht zwischen beiden Teillinsen Interferenzen auftreten können, die dunkle und helle Streifen in den Spektrallinien geben und dadurch große Fehler verursachen können. Dieselbe Erscheinung kann im Abschwächer selbst auftreten, falls dieser auf eine Glasplatte aufgeklebt ist.

Diese vorzügliche Methode weist leider den Nachteil einer geringen Lichtstärke auf. Auf den Spalt des Spektrographen wird die Hilfslinse L_1 abgebildet, und aus diesem kreisförmigen Lichtfleck greift der Spalt nur einen sehr kleinen Teil heraus. Die Lichtstärke wäre viel höher, wenn man die (kleine) Lichtquelle auf den Spalt abbilden könnte; die Methode gestattet das aber nicht. Bei einer ausgedehnten Lichtquelle fällt dieser Nachteil fort. Auch im Falle einer beweglichen kleinen Lichtquelle, z. B. eines Funkens, ist der Nachteil nur gering, weil man das hin und her schwankende Licht leicht auf die Öffnung der Linse L_2 beschränken kann und also die mittlere Intensität dieselbe bleibt, während bei direkter Abbildung der Spalt nur dann und wann Licht empfängt.

Statt Abschwächer mit diskontinuierlicher Verteilung der Durchlässigkeit sind früher oft Keilabschwächer verwendet worden. Die mit Keilabschwächer aufgenommenen Linien ermöglichen eine qualitative Schätzung ihrer Intensitäten durch Beobachtung ihrer Längen. Zur quantitativen Messung ist diese Methode wenig geeignet.

Die Methoden b und c sind nur für Spektrographen mit stigmatischer Abbildung brauchbar, weil vorausgesetzt ist, daß jeder Punkt des Spaltes auf der photographischen Platte als Punkt abgebildet wird.

d) Aufstellung bei der Rowlandschen Anordnung.

Für die astigmatische Rowlandsche Anordnung des Hohlgitters hat Frerichs[1]) eine Methode ausgearbeitet, nach der es mit Hilfe eines Stufenabschwächers möglich ist, die Spektrallinien in einer Reihe von scharfbegrenzten bekannten Intensitätsverhältnissen zu photographieren.

Diese Methode wird in Abb. 49 schematisch dargestellt. Es befinden sich auf einem Rowlandschen Kreise in G das Gitter, in S der Spalt und in P die photographische Platte. Ein Punkt des Spaltes S wird auf der Platte als eine vertikale Linie abgebildet, und es ist deshalb nicht möglich, die horizontalen Stufen eines bei S aufgestellten (oder projizierten) Abschwächers scharf auf die Platte abzubilden. Bekanntlich hat aber der Schnittpunkt B der Linie GS und der Tangente

[1]) R. Frerichs, Zeitschr. f. Phys. **35**, 524, 1926.

des Kreises in P die Eigenschaft, auf der Platte als eine horizontale Linie abgebildet zu werden. Stellt man also in B einen Stufenabschwächer mit horizontalen Grenzen, so werden die photographierten Linien eine scharfe Abstufung besitzen. Ebensowenig wie es im Falle c notwendig war, den Abschwächer selbst vor den Spalt zu stellen, braucht hier der Abschwächer sich in B zu befinden. Auch hier ist die unter c besprochene Methode mit Hilfslinse verwendet. Die Hilfslinse L_1 konzentriert das Licht der Lichtquelle Q auf die Linse L_2, welche den Abschwächer A in B abbildet. Auch hier hat man die oben erwähnten Vorsorgen für eine richtige Abbildung zu treffen.

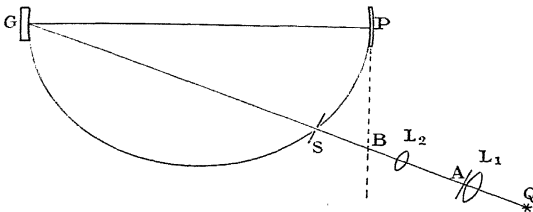



Abb. 49.
Anordnung des Stufenabschwächers in der Rowlandschen Aufstellung (nach Frerichs)

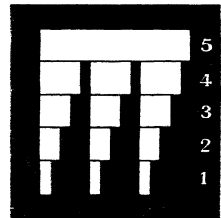



Abb. 50.
Stufenabschwächer nach Frerichs zum Gebrauch in der Rowlandschen Aufstellung

In dieser Anordnung hat Frerichs anstatt eines absorbierenden oder zerstreuenden Abschwächers einen solchen verwendet, wie er in Abb. 50 dargestellt ist. Die weißen Teile sind Öffnungen in einer undurchsichtigen Platte; die Gesamtbreiten der Öffnungen verhalten sich wie 1 : 2 : 3 : 4 : 5. Die Durchlässigkeit jeder Stufe wird durch den Astigmatismus ausgeglichen. Jede Spektrallinie besteht aus fünf scharfbegrenzten Teilen, deren Intensitäten sich wie 1 : 2 : 3 : 4 : 5 verhalten. Ein großer Vorteil dieses Stufenabschwächers ist die Unabhängigkeit der Durchlässigkeit von der Wellenlänge und die Möglichkeit einer Berechnung der Abschwächungsgrade aus der geometrischen Gestaltung der Öffnungen, wodurch eine empirische Eichung überflüssig ist.

2. Stufenabschwächung durch Diaphragmierung.

Diese Methoden haben den Vorteil, daß die Abschwächung völlig unabhängig von der Wellenlänge ist.

a) Der Stufenspalt.

Für die gleichzeitige mehrstufige Abschwächung eines kontinuierlichen Spektrums kann man einen Spalt benutzen, der aus Teilen verschiedener und bekannter Breiten besteht. Um einem systematischen

Fehler durch Ungleichmäßigkeiten der Beleuchtung und der photographischen Platte zu entgehen, wählt man die Folge der verschiedenen Spaltbreiten willkürlich. Zweckmäßig gibt man oben und unten dem Spalt dieselbe, und zwar die größte Breite. Beleuchtet man einen solchen Spalt der Höhe und der Breite nach gleichmäßig, so bekommt man ein kontinuierliches Spektrum, das aus Teilen besteht, deren Intensitäten der Spaltbreite proportional sind (s. S. 81). Auch hier muß die Diaphragmierung im Spektrographen für die verschiedenen Teile des Spaltes die gleiche sein, und die Vergleichung der oberen und unteren Stufen der Spektrallinien, die gleiche Schwärzungen aufweisen müssen, kann zur Kontrolle dienen. Eine sehr praktische Form eines Stufenspaltes wurde von Elliot[1]) angegeben.

Die stufenmäßige Abschwächung kontinuierlicher Spektren findet praktische Anwendung bei Intensitätsmessungen nach der Methode der Schwärzungsmarken mittels Hilfslichtquelle. In Wellenlängengebieten, wo man eine Glühlampe gebrauchen kann, ist aber das Verfahren der sukzessiven Aufnahmen mit verschiedenen Spaltbreiten viel einfacher als die Verwendung eines Stufenspaltes. Nur für Wellenlängen kleiner als etwa 2400 Å, wo die Intensität einer Glühlampe zu gering wird und man eine Bogenlampe braucht, ist der Stufenspalt am Platze, weil die Bogenlampe niemals konstant ist.

b) Diaphragmierung nach Hansen.

Hansen[2]) hat eine auch für Linienspektren brauchbare Diaphragmierungsmethode angegeben. Ein dem Stufenspalt ähnliches Diaphragma wird mittels einer eine Zylinderlinse enthaltenden optischen Anordnung auf die Platte derart abgebildet, daß die Grenzen der Stufen scharf und die Intensitäten in den Stufen der Spektrallinien den Spaltbreiten proportional sind. Die in dieser Weise aufgenommenen Linienspektra haben daher ganz dasselbe Aussehen wie die nach Methode a (s. S. 82) erhaltenen. Beim Gebrauch dieser Methode hat man die schon mehrmals erwähnte Vorsorge zu treffen, daß die verschiedenen in den Spektrograph eintretenden Lichtbündel durch Diaphragmierung im Inneren dieses Apparates nicht in ungleichem Maße geschwächt werden.

3. Zu erwähnen ist noch folgende, auf einen Gedanken von Schwarzschild beruhende und von Hertzsprung mitgeteilte Methode der Stufenabschwächung für Linienspektra. Man entwirft auf die Platte monochromatische Schattenbilder eines undurchlässigen Objektes in solcher Weise, daß die Intensitätsverteilung in den Linien aus der geometrischen Anordnung berechenbar ist. Zweckmäßig nimmt man als schattenwerfendes Objekt einen Metalldraht von geeigneter Dicke.

[1]) A. Elliot, Dissertation Utrecht 1930, S. 38.
[2]) G. Hansen, Zeitschr. f. Phys. **29**, 356, 1924.

§ 24. Die Intensitätsmessung ohne Hilfslichtquelle

Wir wenden uns jetzt wieder dem eigentlichen Problem dieses Kapitels zu, der Messung von Intensitätsverhältnissen bei kleinen Wellenlängenunterschieden. Als Beispiel wählen wir ein Linienspektrum; für benachbarte Teile eines kontinuierlichen Spektrums ist das Schema dasselbe.

Um aus den Schwärzungen photographierter Linien ihr Intensitätsverhältnis ableiten zu können, muß der Zusammenhang zwischen Intensität und Schwärzung bekannt sein, d. h. man hat für die betreffende Wellenlänge die Schwärzungskurve der Platte zu bestimmen. Wie wir schon im ersten Abschnitt dieses Kapitels erwähnten, kann man dazu entweder die Linie selbst gebrauchen, oder mit einer Hilfslichtquelle Schwärzungsmarken aufnehmen. In diesem Abschnitt werden wir die erste und im nächsten die zweite Methode erläutern.

Als Beispiel wählen wir das Zinktriplett 4680, 4722, 4811 Å, und stellen uns also die Aufgabe, die Intensitätsverhältnisse dieser Linien zu bestimmen.

Abb. 51. Zinktriplett 4680, 4722 und 4811 Å, aufgenommen mit Stufenabschwächer

Abb. 51 ist die Reproduktion einer photographischen Aufnahme dieser drei Linien, in der jede Linie mittels eines Stufenabschwächers in sechs bekannten Intensitätsverhältnissen abgeschwächt ist. Von unten nach oben verhalten sich die Intensitäten wie 100 : 72 : 61 : 34 : 16 : 100. Wie man sieht, sind die Linien ziemlich breit; absichtlich war ja der Spalt des Spektrographen breit genommen, um den Zackenfehler der Platte (s. S. 71) möglichst eliminieren zu können.

Man klemmt die Platte auf den Plattenträger des Mikrophotometers derart an, daß die Linien vertikal sind und die drei unteren (100 %igen) Teile der drei Linien nacheinander in den Lichtweg kommen. Dann wird der Plattenträger etwas herunter- und zurückgeschoben und die 72 %igen Teile der Linien durchphotometriert usw. Selbstverständlich wird auch die Nullinie aufgeschrieben. Man bekommt so eine Mikrophotometerkurve, wie sie in Abb. 52 dargestellt ist; die drei Linien 4680, 4722 und 4811 sind sechsmal registriert, den sechs Stufen des Abschwächers entsprechend.

gesuchten Intensitätsverhältnisse müssen nun aus den Scheitelwerten der Kurven abgeleitet werden. Die Scheitel sind ziemlich breit, weil breite Linien aufgenommen wurden.

Man könnte nun, wie das im ersten Abschnitt dieses Kapitels angegeben wurde, mittels der Daten der stärksten Linie eine Schwärzungs-

kurve bestimmen, darauf die Schwärzung der ungeschwächten schwächeren Linien aufsuchen und so die Intensität dieser Linien ablesen. Man benutzt dann aber nur einen Teil der durch die Mikrophotometerkurve gegebenen Daten; die Schwärzungen der abgeschwächten schwächeren Linien bleiben ja außer Betracht. Es ist wohl selbstverständlich, daß die Messung an Genauigkeit gewinnt, wenn man auch diese Schwärzungen verwertet. Man geht darum folgenderweise vor:

Man entwirft auf Logarithmenpapier die Schwärzungskurven der drei Linien in solcher Weise, daß die Intensitäten 100 (bzw. 72, 61, 34, 16) der drei Linien an derselben Stelle der log *i*-Achse aufgetragen werden. Abb. 53 gibt diese graphische Darstellung. In der Figur sind aus praktischen Gründen sowohl die abgetragenen Punkte, wie die Fülle von Linien des Logarithmenpapiers nicht wiedergegeben.

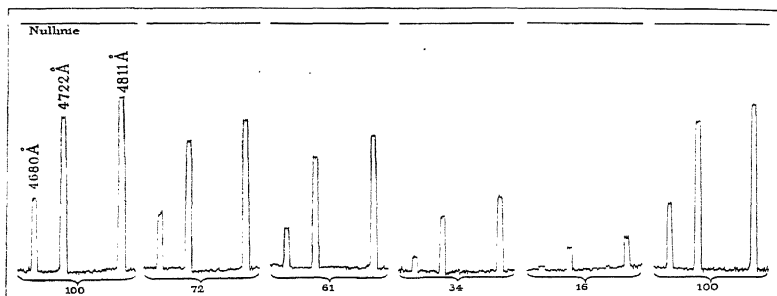



Abb. 52. Mikrophotometerkurve des Zinktripletts von Abb. 51

Bei dem gegebenen kleinen Wellenlängenunterschied der Linien müssen die Kurven praktisch parallel sein, d. h. ihre Abstände in horizontaler Richtung müssen über ihre ganze Länge praktisch den gleichen Wert haben. Diese auf der log *i*-Skale abzulesenden Abstände geben unmittelbar die gesuchten Intensitätsverhältnisse. Durch zufällige Fehler werden die experimentell bestimmten Kurven Abweichungen von der Parallelität aufweisen können. Man hat dann die Mittelwerte der Abstände zu benutzen. Wenn die Abstände von oben nach unten allmählich größer oder kleiner werden, muß man wegen dieses systematischen Fehlers die Messung verwerfen.

Der große Vorteil dieses graphischen Verfahrens liegt in der doppelten Ausgleichung der Schwärzungswerte. Erstens eliminiert man schon Fehler, indem man jede Kurve glatt zwischen den gefundenen Punkten hindurchzieht. Zweitens verringert man den Fehler des Endresultats nochmals durch die Mittelwertbildung. Außerdem liefern die Abweichungen der beiden genannten Ausgleichungen ein Maß für

die erreichte Genauigkeit. Man wählt zweckmäßig die Expositionszeiten so, daß die Bereiche, in denen man die Abstände messen kann, Schwärzungen entsprechen, die weder zu groß noch zu klein sind, um mit dem Mikrophotometer gut gemessen werden zu können.

In Abb. 53 sind aus Gründen der Übersichtlichkeit die Abstände der Schwärzungskurven beider schwächeren Linien von der der stärksten durch die Strecken p und q angegeben, und unter der Figur sind diese nochmals von 100 ab nach links abgetragen. An ihren linken Enden liest man nun die gesuchten Intensitätsverhältnisse direkt ab. Man findet, daß die Linien 4680, 4722 und 4811 sich verhalten wie 31 : 79 : 100.

Abb. 53. Schwärzungskurven für das Zinktriplett von Abb. 51
Die Abstände p und q geben die Intensitätsverhältnisse

Absichtlich haben wir als Beispiel Linien gewählt, deren Wellenlängenunterschiede nicht sehr klein sind, so daß die Empfindlichkeit der Platte für die drei Wellenlängen merklich verschieden ist. Hätten wir z. B. eine Zeeman-Aufspaltung als Beispiel genommen, so wäre eine weitere Korrektion der gefundenen Zahlen überflüssig gewesen. Hier aber können wir die erhaltenen Zahlen nicht als endgültig betrachten. In Kapitel VI werden wir an demselben Beispiel zeigen, wie man die Selektivität der photographischen Platte eliminiert.

Für den Fall, daß das Intensitätsverhältnis zweier zu vergleichender Linien sehr groß ist, sind an den Stufenabschwächer hohe Anforderungen zu stellen. Wenn sich in dem betreffenden Spektralbereich auch eine Linie mittlerer Intensität vorfindet, geht man besser so vor, daß man diese Linie in die Messung miteinbezieht und das gesuchte Intensitätsverhältnis dadurch ermittelt, daß man die Intensitätsverhältnisse dieser Linie und der beiden unbekannten durcheinander teilt. Doch wird man bei großem Intensitätsunterschied beider Linien immer verhältnismäßig große Fehler machen. Der relative Fehler in der Intensitätsmessung ist ja gleich dem absoluten Fehler in der Messung des Abstandes beider Schwärzungskurven, und dieser Fehler ist um so größer, je größer der genannte Abstand ist.

Eine andere Schwierigkeit tritt auf bei Intensitätsvergleichungen sehr benachbarter Linien, wo die Linien mit ihren Rändern zusammenfließen. Wie man in diesem Fall vorzugehen hat, besprechen wir auf S. 96.

Die beschriebene Methode kann mit Vorteil zur Lösung einer großen Menge von Intensitätsproblemen verwendet werden. Auch sukzessive Aufnahmen können nach diesem Schema verwertet werden. Bei Intensitätsmessungen in kontinuierlichen Spektren, z. B. zwecks Absorptionsmessungen, ist letztere Methode die meist angebrachte; denn man braucht dazu eine konstante Lichtquelle, und es liegt nahe, diese auch zur Eichung der Platte, d. h. zur Herleitung einer oder mehrerer Schwärzungskurven zu benutzen, wobei als Abschwächungsverfahren die Spaltbreitenänderung am einfachsten zum Ziel führt.

Auch bei Intensitätsmessungen von Linien wird man, falls die Lichtquelle konstant ist, die sukzessive Abschwächung bevorzugen, weil dann die Schwierigkeit der homogenen Beleuchtung des Spektrographenspaltes fortfällt. Bei nicht konstanten Lichtquellen aber ist man auf die Stufenabschwächung angewiesen.

§ 25. Die Intensitätsmessung mit Hilfslichtquelle

Wie wir im ersten Abschnitt dieses Kapitels schon erwähnten, kann man die Beziehung zwischen Schwärzung und Intensität auch in solcher Weise bestimmen, daß man mittels einer Hilfslichtquelle Schwärzungsmarken auf der Platte anbringt. Man nimmt dazu auf derselben Platte und mit gleicher Expositionszeit (s. jedoch auch S. 93) das zu untersuchende Spektrum und eine Reihe von Spektren bekannter Intensitätsverhältnisse als Schwärzungsmarken auf. Am einfachsten wählt man als Hilfslichtquelle eine konstante Lichtquelle und stellt die bekannten Intensitätsverhältnisse mittels verschiedener Spaltbreiten her, wobei man die Schwärzungsmarken nacheinander aufnimmt. Als konstante Lichtquelle ist eine auf konstanter Spannung brennende Glühlampe angebracht. Für Messungen im nahen Ultraviolett kann man sie mit einem Fenster aus Quarz versehen und eventuell etwas überbelasten. Wo man eine Bogenlampe gebrauchen muß, ist man auf Stufenabschwächung angewiesen und kommt am einfachsten mit einem Stufenspalt aus.

Die Anwendung der Spaltbreitenabschwächung für die Herstellung von Schwärzungsmarken hat den Nachteil, daß weder sehr breite noch sehr schmale Spalte verwendbar sind (s. S. 81) und daher das Intensitätsverhältnis nicht groß sein darf. Durch die folgende einfache Maßnahme läßt sich der Intensitätsbereich vergrößern. Man nimmt zwei Reihen von Schwärzungsmarken auf bei verschiedener Intensität der Lichtquelle, d. h. mit verschiedener Stromstärke. Man bekommt so zwei Schwärzungskurven, mit dem unteren Teil der einen parallel zum oberen Teil der anderen. Da die Einheit der Intensität doch beliebig ist, darf man die Kurven parallel verschieben und beide mit ihrem parallelen Teil zur Deckung bringen. Man erhält so eine resultierende Schwärzungskurve mit großem Schwärzungsbereich.

Auch läßt sich die Stromstärke verwenden, um die Strahlung einer Glühlampe in bekannten Verhältnissen abzuändern. Dazu muß vorher die Intensität für jede Wellenlänge als Funktion der Stromstärke gemessen werden. Diese Eichung kann nach einer der im Vorhergehenden besprochenen Methoden (am einfachsten wohl nach der in § 4 erwähnten direkten Methode mit Monochromator und Thermoelemente) ausgeführt werden [1].

Für die Vergleichung von Linien mit sehr großem Intensitätsverhältnis kann man auch, falls das Spektrum auch eine Linie mittlerer Intensität von ungefähr derselben Wellenlänge hat, diese Linie als Zwischenglied verwenden (s. S. 89).

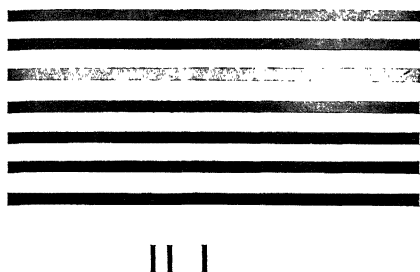



Abb. 54. Unten das Zinktriplett 4680, 4722 und 4811 Å
Oben kontinuierliche Spektren als Schwärzungsmarken, aufgenommen mit verschiedenen Spaltbreiten

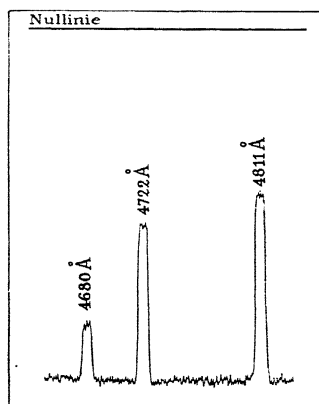



Abb. 55. Mikrophotometerkurve des Zinktripletts von Abb. 54

Ebenso wie im vorigen Abschnitt werden wir auch hier die Methode durch ein Beispiel erläutern, wobei die Intensitätsverhältnisse derselben drei Zinklinien zu bestimmen sein mögen. Die drei Linien und die Reihe von sukzessiv aufgenommenen kontinuierlichen Schwärzungsmarken sind in Abb. 54 reproduziert. Die Linien sind absichtlich mit breitem Spalt aufgenommen, nicht nur, um dadurch den Zackenfehler zu drücken, sondern auch, weil man dann bei der Vergleichung mit den kontinuierlichen Spektren einen später zu besprechenden Fehler ver-

[1]) Es verdient Beachtung, daß man die gesuchte Beziehung zwischen Intensität und Strahlung nicht aus der Farbtemperatur der Lampe (s. S. 105) berechnen kann.

meidet (s. S. 98). Die relativen Werte der Spaltbreiten waren, der Reihe nach von unten nach oben, 100, 59, 38, 12, 1,8, 17 und 7.

Das Mikrophotometrieren der Platte geschieht, was die Linien betrifft, in der üblichen Weise. Abb. 55 gibt die registrierte Kurve.

Von den kontinuierlichen Spektren brauchen die Schwärzungen nur für das mit den Linien übereinstimmende Spektralgebiet bestimmt zu werden. Am schnellsten kommt man zum Ziel durch eine einzige Mikrophotometrierung senkrecht zur Richtung der Dispersion[1]). Abb. 56 gibt die in dieser Weise erhaltene Mikrophotometerkurve für die Wellenlänge der mittleren Linie. Man verwendet sie zur Herleitung der für die

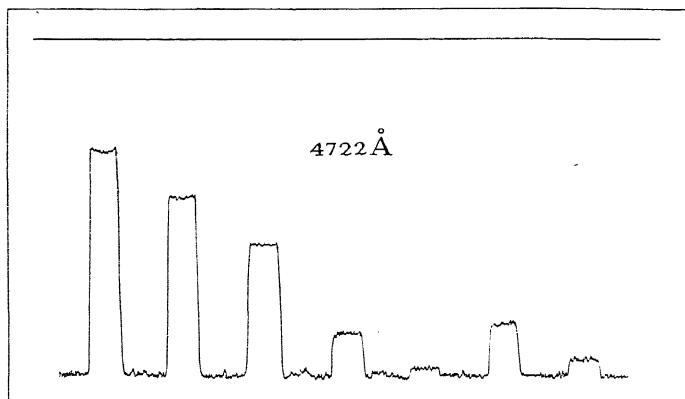



Abb. 56. Mikrophotometerkurve der Schwärzungsmarken von Abb. 54 mit Intensitäten 100, 59, 38, 12, 1,8, 17 und 7

betreffende Wellenlänge geltenden Schwärzungskurve der Platte. Diese Schwärzungskurve ist in der üblichen Weise in Abb. 57 dargestellt. Aus den Mikrophotometerkurven (Abb. 55) der Linien findet man für die Schwärzungsscheitelwerte 0,086, 0,26 und 0,33. Auf der Schwärzungskurve hat man nun die zu diesen Schwärzungen gehörigen Intensitäten aufzusuchen und findet so die Werte 1,76, 4,6 und 5,8. Eine Reduktion der stärksten Linie auf 100 ergibt also, daß die drei Linien 4680, 4722 und 4811 Å sich verhalten wie 30,5 : 79 : 100. Dies Ergebnis ist in guter

[1]) Wenn man nicht sicher ist, ob die gleichen Wellenlängen genau übereinander liegen, und besonders wenn das betreffende Spektralgebiet einen steilen Schwärzungsgradienten aufweist, tut man besser, Wellenlängenmarken zu superponieren und die Spektren in der Richtung der Dispersion durchzumessen.

Übereinstimmung mit dem aus dem vorigen Abschnitt, wo die Zahlen mittels der Stufenabschwächung erhalten wurden. Wie wir dort bemerkten, bedarf das Ergebnis wegen der Selektivität der Platte noch einer Korrektion. Wir besprechen diese im nächsten Kapitel.

Bei den meisten Platten hängt die Neigung der Schwärzungskurven, wie wir auf S. 51 schon bemerkten, nur wenig von der Belichtungszeit ab. Man kann deshalb, ohne beträchtliche Fehler zu machen, die Belichtungszeiten der Linien und der kontinuierlichen Schwärzungsmarken verschieden nehmen. Das zulässige Verhältnis beider Expositionszeiten hängt von Platte und Entwickler ab; es erreicht oft den Wert 100. Zumal wenn die Belichtungszeit der Linien sehr groß ist, erspart man viel Zeit, indem man die sukzessiven Belichtungen für die Schwärzungsmarken kurz macht. Besser gebraucht man diese Zeit zu mehreren Aufnahmen der Linien zwecks Eliminierung zufälliger Fehler. Weil die Belichtungszeit doch nur geringen Einfluß auf die Neigung der Schwärzungskurven hat, wird man zweckmäßig letzteren Aufnahmen verschiedene Expositionszeiten geben; jede Änderung der Bedingungen ermöglicht ja eine weitergehende Eliminierung zufälliger Fehler. Im allgemeinen aber ist es empfehlenswert, ein für allemal zu prüfen, inwieweit für die gegebene Platte die Neigung der Schwärzungskurven von der Belichtungszeit unabhängig ist.

Abb. 57. Schwärzungskurve, abgeleitet aus Daten der Abb. 56, und Herleitung der gesuchten Intensitätsverhältnisse

Bei sehr schmalen Linien ist die Schwärzung nicht durch die auf die Flächeneinheit fallende Energie allein bedingt. Die aus kontinuierlichen Schwärzungsmarken abgeleitete Schwärzungskurve ist dann nicht identisch mit der für die Linien geltenden Kurve. Letztere ist ja bei sehr schmalen Linien durch Infektionseffekte (s. S. 76) modifiziert. Dieser Fehler ist nur zu vermeiden durch Arbeiten mit ziemlich breiten Spektrallinien oder durch Anwendung der Stufenabschwächung.

Auch eine Intermittenz der Beleuchtung beeinflußt die Neigung der Schwärzungskurve. Bei Intensitätsmessungen mit intermittierenden Lichtquellen sind daher besondere Maßnahmen erforderlich, falls man mit einer Hilfslichtquelle arbeitet. Mit einem geeigneten rotierenden

Sektor im Lichtwege der die Schwärzungsmarken liefernden Lichtquelle kann man oft dieselbe Intermittenz bekommen, wie die der zu untersuchenden Lichtquelle, und so richtige Schwärzungskurven erhalten [1]).

§ 26. Schwärzungsmarken mittels Multipletts, Zeemaneffekt, Beugung oder Interferenz

Neben den in § 22 und § 23 beschriebenen Methoden besteht auch in ganz anderer Weise die Möglichkeit, Schwärzungskurven abzuleiten oder zu kontrollieren. Die jetzt zu besprechenden Methoden sind in ihrer Anwendung zwar beschränkt, bisweilen aber sind die besseren Methoden unmöglich oder bedürfen einer Kontrolle. Das zu besprechende Verfahren hat zur Ermittlung von Intensitätsverhältnissen bei Zeeman-Aufspaltungen gedient, die nicht zwecks Intensitätsmessung aufgenommen waren. Für Aufnahmen, die nicht wiederholt werden können, z. B. bei einer Sonnenfinsternis, gibt dies Verfahren die einzige Möglichkeit, nachträglich Intensitätsverhältnisse abzuleiten, auch wenn die Platte ohne Eichung verwendet wurde.

Die Intensitätsverhältnisse von vielen Multiplettlinien gehorchen bekanntlich einfachen Gesetzen, von anderen sind sie empirisch bestimmt worden. Kommen also auf der Platte solche Multipletts vor, oder hat man sie extra mit aufgenommen, so kann man aus den bekannten Intensitätsverhältnissen und den gemessenen Schwärzungen die Schwärzungskurve der Platte ermitteln. Der Zeeman-Effekt kann in derselben Weise angewendet werden und gibt im allgemeinen sicherere Ergebnisse, da die theoretischen Regeln für Zeeman-Effekte besser bekannt sind als für Multipletts und überdies die Selbstabsorption einen kleineren Einfluß hat (s. S. 140).

Man kann auch eine Platte eichen, indem man in dem zu untersuchenden Wellenlängengebiete eine bekannte Beugungs- oder Interferenzerscheinung aufnimmt. So wäre das Beugungsbild eines Spaltes brauchbar, da ja die bezügliche Intensitätsverteilung nach der Wellentheorie vorherzusagen ist. Da aber die Intensität der Beugungsbilder klein ist gegen die des zentralen Bildes (erstes Maximum nur 4,5 % der Intensität im Zentrum), ist dies Verfahren nur dann geeignet, wenn man eine große Intensität mit einer kleinen zu vergleichen hat.

Auch wäre es möglich, die Intensitätsverteilung im zentralen Beugungsbilde zu gebrauchen. In dieser Form kann die Methode sehr nützlich sein, wenn man nicht extra ein Beugungsbild auf der Platte entwirft, sondern bedenkt, daß jede Spektrallinie ein Beugungsbild ist. Die Breite und die Intensitätsverteilung einer Linie werden bedingt

[1]) I. A. Bongers, Dissertation Utrecht 1927 (S. 29); D. Burger, Zeitschr. f. Phys. **54**, 649, 1929.

durch die kleinste Öffnung, die das Licht an der Stelle des Objektivs (oder Hohlgitters) passiert, wobei dann diese durch das Objektiv selbst oder durch das Prisma (oder Gitter) gegeben sein kann. Freilich wird die Intensitätsverteilung in der Linie durch die endliche Breite des Spaltes und dessen Beleuchtungsweise (s. S. 133) mit bestimmt; es ist aber möglich, diesen Einfluß in Rechnung zu bringen.

Als Kontrolle für Platten, bei denen die üblichen Schwärzungsmarken verwendet sind, ohne aber die genügende Sicherheit zu geben, ist die genannte Methode sehr brauchbar. So kann es z. B. vorkommen, daß die mit verschiedenen Spaltbreiten aufgenommenen Schwärzungsmarken nicht ganz zuverlässig sind, weil ihre Belichtungszeit sehr viel kleiner war als die der Linien (s. S. 51). In solchen Fällen kann die Intensitätsverteilung innerhalb der Linien eine Bestätigung geben. Insbesondere aber ist diese Methode wertvoll für Platten, die nicht benutzt wurden in der Absicht einer Intensitätsmessung. Nur sollen dann die notwendigen Daten des verwendeten Spektrographen und dessen Beleuchtung bekannt sein.

Bei Verwendung eines Gitters kann man auch die Intensitätsverhältnisse der Geister und der Hauptlinien bestimmen und nachher zur Eichung der Platte gebrauchen.

§ 27. Schwierigkeiten der Intensitätsmessung von Spektrallinien

In den meisten Fällen kann man den Scheitelwert der Schwärzung einer Linie als das richtige Maß für ihre Gesamtintensität betrachten. Prinzipiell besser ist es, an jeder Stelle innerhalb der Linie die Intensität aus der Schwärzung abzuleiten und die so gefundene Kurve zu integrieren. Dieses umständliche Verfahren ist aber fast immer überflüssig, weil die Kurven der Intensitätsverteilung zweier Linien gewöhnlich „proportional“ sind, d. h. durch Multiplikation der Intensitäten mit einem Faktor identisch zu machen sind. Die Form der Kurven wird sowohl durch die wahre Intensitätsverteilung innerhalb der Linie, wie auch durch die Eigenschaften des Spektrographen bedingt. Wenn die durch den Apparat bedingte Breite überwiegt, ist die genannte Proportionalität gesichert. Aber auch wenn dieser Fall nicht zutrifft, zeigen die Linien manchmal Proportionalität, z. B. wenn ihre wahre Breite eine Folge der Wärmebewegung (Doppler-Effekt) ist. Sind die wahren Breiten nicht klein gegen die durch den Apparat bedingten und weisen die Intensitätsverteilungen einen merklichen Unterschied auf, so wird es notwendig, die Intensitätskurven zu integrieren. Gewöhnlich genügt dazu ein einfaches Annäherungsverfahren, wobei man die Scheitelwerte der Intensitäten mit den Halbwertsbreiten der Linien multipliziert. Haben aber die Linien einen nicht zu kleinen Abstand, so wird man vorzugsweise durch ein Breitermachen des Spaltes

die durch den Apparat bedingten Breiten der Linien vergrößern und deren Scheitelwerte als Maß der Intensitäten nehmen.

Auch aus anderen Gründen ist es, wenn möglich, vorteilhaft, mit breitem Spektrographenspalt zu arbeiten. Wie schon erwähnt, bietet ja ein breiter Scheitel der registrierten Kurven die Möglichkeit einer Eliminierung des Zackenfehlers.

Oft sind zwei Linien so benachbart, daß sie teilweise zusammenfließen, d. h. daß stellenweise die Intensitäten beider Linien sich addieren. Die Scheidung beider Intensitätskurven bietet dann eine Schwierigkeit. Gegeben sei die Mikrophotometerkurve (Abb. 58), aus der man in der üblichen Weise die Intensitätskurve (Abb. 59) ableitet. Diese Kurve hat man in zwei Einzelkurven zu trennen.

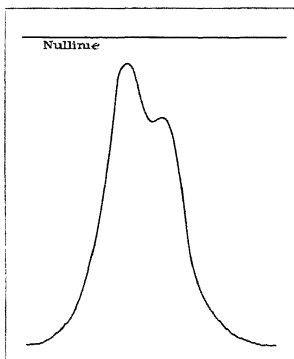



Abb. 58. Mikrophotometerkurve zweier teilweise zusammenfließender Spektrallinien

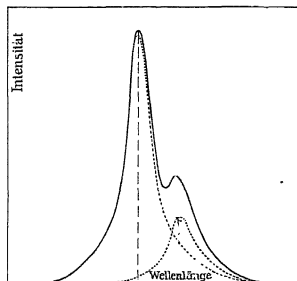



Abb. 59. Intensitätskurve der Linien von Abb. 58 und deren Analyse

Zur Analyse dieser Kurve machen wir die Annahme, daß die Linien symmetrisch sind. Die linke Seite der linken Linie wird durch das Übereinanderfallen am wenigsten beeinflußt sein. Vernachlässigen wir vorläufig diesen Einfluß, so kann man durch Spiegelung eine angenähert richtige Kurve erhalten. Die Spiegelungsachse (in der Figur angegeben durch eine unterbrochene Linie) ist aber einigermaßen unsicher; der Scheitel der Linie wird ja durch den Einfluß der anderen etwas nach rechts verschoben [1]. Die so erhaltene Kurve subtrahiert

[1] Infolge der teilweise vorhandenen Überlagerung geben die Scheitelwerte, sowohl in der Mikrophotometerkurve, wie auch in der Intensitätskurve, einen zu kleinen Wert für den Abstand der Linien. Auch bei visueller Beobachtung der photographierten Linien, oder der Linien selbst, wird diese scheinbare Anziehung von benachbarten Linien vorgetäuscht (s. S. 99).

man von der resultierenden und bekommt dann eine Kurve für die schwächere Linie. Ist letztere Kurve nicht symmetrisch, so ist jedenfalls ihre rechte Seite am genauesten bekannt und durch Spiegelung dieser Seite könnte man eine zweite Annäherung der rechten Linie und durch Subtraktion auch der linken bekommen. Im allgemeinen ist dieses Annäherungsverfahren so stark konvergent, daß man sich oft mit der ersten Annäherung begnügen kann. Wenn man Gründe hat, zu erwarten, daß beide Linien proportionale Intensitätsverteilung haben, so verfügt man über eine Kontrolle des Endergebnisses. Gewöhnlich genügt dazu die Prüfung, ob die Halbwertsbreiten beider Linien gleich sind. Diese Bedingung ist in Abb. 59 nicht erfüllt.

In unserem Fall ist das Intensitätsverhältnis der nicht analysierten Scheitel, wie eine Messung an der Kurve von Abb. 59 ergibt, 100 : 42, während der durch die Analyse korrigierte Wert 100 : 27 beträgt. Weil aber hier die Linien keine proportionale Intensitätsverteilung aufweisen, wird das wahre Intensitätsverhältnis der Linien nicht durch die Intensitäten ihrer Scheitel gegeben, sondern man hat die Oberflächen der Kurven zu integrieren. Das Endergebnis für das gesuchte Intensitätsverhältnis wird 100 : 35.

Sind die Linien asymmetrisch infolge Eigenschaften des Apparates, so ist oft eine eindeutige Analyse möglich, indem man an einer einfachen und isoliert stehenden Linie die für die Apparatur (Apparat und Beleuchtungsweise, s. S. 133) charakteristische Intensitätsverteilung bestimmt.

In unserem Beispiel war der Abstand der Linien so groß, daß eine Einsenkung zwischen ihren Scheiteln auftritt und sie nach der üblichen Bezeichnung noch getrennt sind. Ist dies nicht der Fall, so kann dennoch die beschriebene Analyse die Verdopplung sicherstellen und die Komponente kennen lehren. Oft hat man es mit scheinbar einfachen Linien zu tun, aber mit einer Intensitätsverteilung, die von derjenigen der wirklich einfachen Linien verschieden ist. Auch dann kann man mittels des Analysierverfahrens aus dem Komplex die Komponente herausanalysieren. Selbstverständlich hat man aber zu bedenken, daß die abweichende Form der Intensitätskurve auch die Folge einer wahren abweichenden Intensitätsverteilung sein kann.

Bis jetzt haben wir angenommen, daß die Schwärzung an jeder Stelle innerhalb der Linie eine eindeutige Funktion der Intensität an dieser Stelle ist. Es hängt von Platte, Entwickler und Intensitätsgradient ab, ob diese Annäherung innerhalb des Meßfehlers zutrifft oder nicht. Bei großen Intensitätsgradienten treten auffallende Abweichungen von dieser Annahme auf, die von Eberhard, Caillier und anderen ausführlich untersucht sind. Wie wir auf S. 76 schon bemerkten, läßt sich dieser Effekt durch geeignete Wahl von Platte und Entwickler bedeutend herabdrücken.

Der genannte Effekt wirkt hauptsächlich störend bei Intensitätsmessungen innerhalb schmaler Linien und bei der Analyse benachbarter Linien. Weiter kann er zu beträchtlichen Fehlern Anlaß geben, wenn man bei Intensitätsmessungen schmaler Linien kontinuierliche Schwärzungsmarken gebraucht. Verwendet man die Methode der Stufenabschwächung, so ist, wie leicht ersichtlich, der Einfluß des Effektes für Linien gleicher Breite gänzlich eliminiert.

Wie schon früher erwähnt, können auch beim Mikrophotometrieren selbst, infolge der Zerstreuung des Lichtes durch die Platte, und wegen Unvollkommenheiten der Einstellung, ähnliche Fehler auftreten.

Oft zeigt sich zwischen den zu messenden Linien ein kontinuierliches Spektrum. Man darf voraussetzen, daß an den Stellen der Linien das störende Licht die gleiche Intensität hat, wie rechts und links von jeder Linie. Man findet dann die Intensität einer Linie durch Subtraktion dieser Intensität von der Gesamtintensität an dieser Stelle. Es ist wohl klar, daß eine Subtraktion der Ordinaten der Mikrophotometerkurve zu unrichtigen Ergebnissen führen würde.

Ein gleichmäßiger Plattenschleier beeinflußt das Ergebnis nicht. Das Prinzip der Methode ist ja, daß gleiche Intensitäten gleiche Schwärzungen hervorrufen, was selbstverständlich gültig bleibt, auch wenn ein Schleier vorhanden ist.

Die gleichmäßige Beleuchtung der Platte, wie sie infolge diffuser Reflexion im Spektrographen und auch bei Röntgenaufnahmen oft vorkommt, kann das Meßergebnis erheblich fälschen, wenn das störende Licht mit abgeschwächt wird. Da die Wellenlänge des störenden Lichtes im allgemeinen von der Wellenlänge der zu messenden Linien verschieden ist, wird man diesen Fehler niemals gänzlich eliminieren können (s. weiter S. 132).

Die durch die Fehler der Platte bedingten Schwierigkeiten besprachen wir in § 20.

§ 28. Abstandsmessung von Spektrallinien

Die für Wellenlängenbestimmungen geforderte Abstandsmessung von Spektrallinien begegnet bei symmetrischen isolierten Linien keinen prinzipiellen Schwierigkeiten. Auch bei nicht ganz scharfen Linien wird dann die Wellenlänge eindeutig durch das Schwärzungsmaximum festgelegt und eine visuelle Messung ihrer Abstände, z. B. mittels eines Komparators, kann mit großer Genauigkeit ausgeführt werden.

Bei asymmetrischen Linien kompliziert sich die Sache dadurch, daß man die zu ermittelnde Wellenlänge entweder mit der Stelle maximaler Intensität, oder mit dem Schwerpunkt der Intensitätskurve identifizieren kann. Mit dem Auge wird man am sichersten auf maximale Intensität einstellen; aber wegen der Asymmetrie ist diese Ein-

stellung, besonders bei breiten Linien, doch noch unsicher. Hohe Genauigkeit läßt sich nur dadurch erreichen, daß man die visuelle Messung durch eine mikrophotometrische ersetzt. Wünscht man nicht die Maxima, sondern die Schwerpunkte zu bestimmen, so hat man die Intensitätsverteilung innerhalb der Linien zu messen.

Auch bei der Abstandsmessung benachbarter Linien ist die mikrophotometrische Ausmessung von großer Bedeutung. Wie wir schon bemerkten (s. Fußnote auf S. 96), wird man bei visueller Abstandsmessung benachbarter Linien infolge der Tatsache, daß sie sich mit ihren immer etwas verwaschenen Rändern teilweise überdecken, einen zu kleinen Abstand bekommen. Auch die Mikrophotometerkurve zeigt diese scheinbare Anziehung der Linien. Aus solcher Kurve kann man aber die Intensitätskurve ableiten, dann beide Linien mittels der auf S. 96 beschriebenen Analyse trennen und so ihren wahren Abstand finden.

Die mit dem Mikrophotometer erreichbare Genauigkeit bei einer Abstandsmessung zweier Punkte der photographischen Platte wurde auf S. 62 erwähnt. Auch wurde dort die Messung von Linienverschiebungen besprochen.

§ 29. Photographische Absorptionsmessung

Da dies Kapitel von der photographischen Intensitätsmessung bei kleinem Wellenlängenunterschied handelt, muß hier auch die photographische Methode der Absorptionsmessung erwähnt werden, die ja auf Intensitätsvergleichung derselben Wellenlänge herauskommt. Bei Absorptionsmessungen im Gebiete der kleineren Wellenlängen, und besonders wenn die Absorption stark von der Wellenlänge abhängt und man also mit kontinuierlichem Licht und doch mit schmalen Spalten arbeiten will, versagen die thermischen Methoden und kann man mit Vorteil das photographische Verfahren heranziehen.

Die Ausführung der Messung ist in allen Einzelheiten dieselbe, wie in diesem Kapitel für Intensitätsvergleichungen beschrieben wurde. Ebenso wie dort wird man auch hier zur Eichung der photographischen Platte, je nach den Umständen, die eine oder die andere der genannten Methoden bevorzugen.

Es wird vielmals ein photographisches Verfahren verwendet, wobei die Schwärzungsmarken durch Abschwächung des Lichtes mittels eines rotierenden Sektors erhalten werden, und die Gleichheit der Schwärzung mit dem Auge beurteilt wird. Die Verwendung intermittierenden Lichtes ist aber prinzipiell zu verwerfen, während die visuelle Schätzung von Schwärzung alle Nachteile einer subjektiven Methode mit sich bringt [1].

---

[1]) Eine Beschreibung einer in der Handhabung sehr einfachen Apparatur, in der man die Schwärzungsmarken mittels eines Stufenspaltes erhält, wird bald veröffentlicht werden.

Kapitel VI

Die photographische Photometrie von Licht verschiedener Wellenlänge

§ 30. Prinzip der Methode

Die in dem vorigen Kapitel behandelten Methoden sind nur brauchbar, wenn es sich um Licht von nahezu derselben Wellenlänge handelt. Wir werden jetzt die Erweiterung besprechen, welche die Intensitätsvergleichung bei verschiedenen Wellenlängen ermöglicht.

Die Hauptschwierigkeit der heterochromen photographischen Intensitätsmessung liegt in der spezifischen Empfindlichkeit der Platte. Bekanntlich fällt ja die Schwärzung, die durch dieselbe Energie von verschiedener Wellenlänge hervorgerufen wird, sehr verschieden aus. Umgekehrt braucht man, um mit Licht verschiedener Wellenlängen dieselbe Schwärzung zu bekommen, ungleiche Energiemengen. Diese an und für sich wohlbekannte Eigenschaft der Platte hat man dennoch oft übersehen und dadurch Linien aus Spektralgebieten, wo die Platte wenig empfindlich ist, öfters unterschätzt.

Die spektrale Empfindlichkeit hängt stark von der Plattensorte ab. Sie kann sogar für Platten derselben Sorte merklich verschieden sein. Es hat daher keinen Zweck, die spektrale Empfindlichkeit einer gegebenen Sorte von vornherein zu bestimmen. Jede Platte muß in dieser Hinsicht besonders geeicht werden.

Eine zweite Schwierigkeit der heterochromen Intensitätsmessung bildet die spezifische Durchlässigkeit der optischen Apparatur. So wird infolge der Absorption ein Flintglasprisma die violetten Linien mehr abschwächen als die blauen, und auch durch Reflexion tritt eine von der Wellenlänge abhängige Abschwächung des Lichtes auf, die z. B. bei Apparaten mit mehreren Prismen und beim Gitter bedeutend sein kann.

Die beiden erwähnten Wellenlängen-Effekte kann man eliminieren mit Hilfe einer „Normallampe", das ist eine konstante Lichtquelle bekannter spektraler Energieverteilung.

Es liege die Aufgabe vor, das Intensitätsverhältnis zweier Linien zu bestimmen. Man entwirft dann auf derselben Platte, worauf die Linien aufgenommen sind, das Spektrum der Normallampe und ver-

gleicht die Schwärzungen der einen und der anderen Linie mit den Schwärzungen, die das Normallampenspektrum für ihre Wellenlängen aufweist. Da die Intensitätsverhältnisse in diesem kontinuierlichen Spektrum als bekannt vorausgesetzt sind, wird man aus den genannten Schwärzungsvergleichungen auf das gesuchte Intensitätsverhältnis beider Linien schließen können.

Die monochrome Intensitätsvergleichung jeder Linie mit dem übereinstimmenden Teil des kontinuierlichen Spektrums nimmt man nach einer der im vorigen Kapitel besprochenen Methoden vor. Man hat dazu entweder das Linienspektrum oder das kontinuierliche Spektrum in verschiedenen bekannten Intensitätsverhältnissen aufzunehmen.

Das Prinzip der Methode setzt voraus, daß das zu untersuchende Licht und das Licht der Normallampe durch den Spektralapparat in demselben Verhältnis abgeschwächt werden. Die aus dem Spalt in verschiedenen Richtungen austretenden Lichtbündel treffen verschiedene Teile von Prisma oder Gitter und können deshalb eine sehr verschiedene Schwächung erleiden. Eine einwandfreie Vergleichung wird nur erreicht, wenn in beiden Fällen die Ausfüllung des Spektralapparates die gleiche ist.

§ 31. Die Normallampe und ihre Eichung

Als Normallampe könnte man einen schwarzen Körper benutzen, dessen Energieverteilung bei bekannter Temperatur aus dem Planckschen Gesetze berechenbar ist. Als schwarzen Körper verwendet man bekanntlich einen Hohlraum, d. h. einen Ofen, dessen Wände überall die gleiche Temperatur haben. Die zu einer ausreichenden Strahlungsintensität im photographisch wirksamen Gebiete erforderliche Temperatur ist aber sehr hoch und die Verwendung eines den Bedingungen genügenden Ofens ist daher weder einfach noch billig. Überdies ist die Messung dieser hohen Temperatur mit einer zur Kenntnis der Energieverteilung erforderlichen Genauigkeit ziemlich schwer.

Eine einfache Methode zur Herstellung eines nahezu schwarzen Körpers hoher Temperatur ist von Henning und Heuse[1]) angegeben worden. Sie benutzten die Strahlung eines kleinen Loches in einer stark erhitzten Wolframkugel. Die Verwendung derartiger Normallampen bietet aber nicht nur die Schwierigkeit der genauen Temperaturmessung, sondern man muß auch damit rechnen, daß das Loch nur annähernd schwarz ist. Unangenehm ist es weiter, daß die schwarzstrahlende Fläche nur sehr klein ist und die angrenzenden Teile der Wolframkugel Licht von anderer Zusammensetzung aussenden.

Viel einfacher ist es, sich mit einer beliebigen Lampe zu begnügen, wenn nur ihre Intensitätsverteilung im Spektrum reproduzierbar ist.

[1]) F. Henning und W. Heuse, Zeitschr. f. Phys. **16**, 63, 1923.

Die Intensitätsverteilung muß dann aber durch Eichung bestimmt werden. Zweckmäßig verwendet man eine Wolfram-Bandlampe oder eine gewöhnliche Halbwatt-Glühlampe, an die man eine konstante und nicht zu hohe Spannung anlegt. Die Anforderung an die Konstanz der Spannung ist ziemlich hoch, da schon Spannungsänderungen von etwa 0,1 % merkbare Änderungen der Intensität, zumal bei kleineren Wellenlängen, hervorrufen. Man beachte weiter, daß erst mehrere Minuten nach dem Zünden der Lampe der stationäre Zustand der Strahlung erreicht wird. Die Spannung darf nicht zu hoch sein, damit die Temperatur des Drahtes sich während des Gebrauches nicht ändert. Für das ultraviolette Gebiet müssen die Normallampen aus Quarz angefertigt oder mit Quarzfenster ausgerüstet sein, damit die austretende Intensität nicht unangenehm klein wird.

Wir werden zwei Methoden zur Eichung einer Normallampe beschreiben.

1. Das Prinzip der ersteren Methode ist das folgende: Mittels einer Hilfslampe und eines Monochromators entwirft man einfarbige Bilder des sekundären Spaltes des Apparates. Die Intensitätsverhältnisse dieser Bilder bestimmt man mit Thermosäule und Galvanometer. Man vergleicht mittels eines Spektralapparates (photographisch oder in anderer Weise) die Intensität der Normallampe für die verschiedenen Wellenlängen mit den Intensitäten der einfarbigen Bilder. Die Selektivität des Spektralapparates ist auf diese Weise gänzlich eliminiert.

Die im Utrechter Institute übliche Anordnung zur Eichung von Normallampen ist in Abb. 60 dargestellt. Mittels einer Linse L_1 wird die Hilfslampe Q auf den Eintrittspalt S_1 des Doppelmonochromators M abgebildet. Durch Einstellung verschiedener Wellenlängen mittels der Schraube H kann man verschiedenfarbiges Licht aus dem Austrittspalt S_3 auf die Thermosäule T treffen lassen, und man bestimmt das Verhältnis der Intensitäten. Ist die Thermosäule nicht vollkommen schwarz, so korrigiert man für ihre selektive Reflexion.

Der Doppelmonochromator nach van Cittert[1]) besteht aus zwei identischen Monochromatoren, die spiegelbildlich zur Ebene des Spaltes S_2 gestellt sind. Der Spalt S_2 ist gleichzeitig Austrittspalt des ersten und Eintrittspalt des zweiten Monochromators. Durch Verschiebung dieses Spaltes in seiner Ebene mittels der genannten Schraube H läßt sich jede gewünschte Wellenlänge einstellen. Dieser Doppelmonochromator hat erstens den Vorteil großer spektraler Reinheit, zweitens ist die Richtung des austretenden Lichtes für alle Wellenlängen die gleiche, und drittens kann man, durch Fortnehmen des Spaltes S_2, aus S_3 weißes Licht heraustreten lassen, dessen spektrale Energieverteilung aus den oben genannten Messungen mit der Thermosäule bekannt ist.

[1]) P. H. van Cittert, Revue d'Optique **2**, 57, 1923; Zeitschr. f. Instrkde. **46**, 557, 1926.

Letztere beiden Eigenschaften des Apparates sind die Folge der Wirkung zweier an beiden Seiten von S_2 befindlichen Hilfslinsen.

Die Linse L_2 entwirft in P ein Bild des Spaltes S_3. Nimmt man S_2 fort, so ist das weiße Bild P als eine Lichtquelle bekannter spektraler Energieverteilung zu betrachten. Mit einem beliebigen Spektrographen (S_4 stellt dessen Eintrittspalt dar) wird jetzt das Spektrum dieser Lichtquelle photographiert. Um die Öffnung des Spektrographen für alle Farben in gleicher Weise auszufüllen, wird das von P ausgehende Licht mittels Linse L_3 auf eine weiße diffus reflektierende Fläche W konzentriert. Diese Fläche beleuchtet den Spalt S_4 des Spektrographen. In solcher Weise ist man völlig unabhängig von dem Chromatismus der Linsen L_2 und L_3. Leider stellt die Methode Anforderungen an die

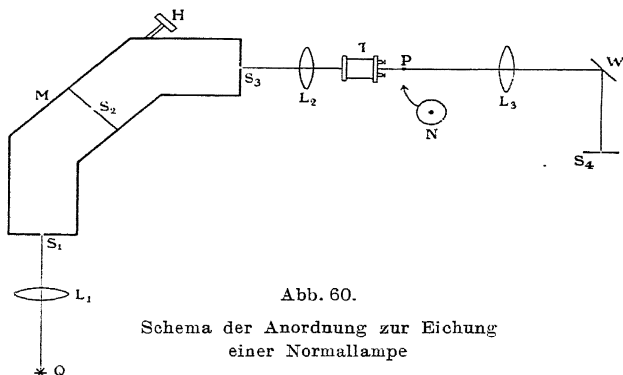



Abb. 60.

Schema der Anordnung zur Eichung einer Normallampe

Achromasie der sonstigen Linsen, denen schwer vollständig zu genügen ist. Man kann aber auf Kosten von Zeitaufwand auch die verschiedenen Wellenlängengebiete hintereinander photographieren (ohne also Spalt S_2 herauszunehmen), und man hat die Möglichkeit, den Monochromator für jede Wellenlänge scharf einzustellen.

Jetzt wird die Normallampe N in P aufgestellt und ihr Spektrum mittels desselben Spektrographen photographiert. Durch Einschalten eines Diaphragmas vor der weißen Fläche W kann man, wenn erwünscht, für verschiedene Teile des Glühkörpers der Normallampe die Eichung gesondert ausführen. Das Verhältnis der Intensitäten im Spektrum von P und in dem der Normallampe wird für eine Reihe von Wellenlängen in der üblichen Weise (s. Kapitel V) bestimmt. Die Wellenlängen in den kontinuierlichen Spektren werden am besten so festgelegt, daß man ein bekanntes Linienspektrum (z. B. Helium) den beiden kontinuierlichen Spektren superponiert. Weil das Licht beider

Lichtquellen zwischen dem Punkt P und der photographischen Platte denselben Weg durchläuft, wird es durch Absorption, Reflexion und Diaphragmierung für beide Lichtquellen bei jeder Wellenlänge im gleichen Verhältnis abgeschwächt. Das Verhältnis der Intensitäten einer gegebenen Wellenlänge in dem Spektrum der Normallampe und der Lichtquelle P ist also tatsächlich dasselbe, wie es aus den Schwärzungen auf der Platte gefunden wird. Die Intensitätsverteilung im Spektrum von P ist mit der Thermosäule bestimmt; das Verhältnis der Intensitäten für die verschiedenen Wellenlängen von P und N ist photographisch photometrisch gemessen; die Intensitätsverteilung im Spektrum von N ist daher berechenbar.

In der in dieser Weise hergeleiteten Intensitätsverteilung kommt jedoch noch die Dispersion des Monochromators zum Ausdruck. Der Einfachheit halber haben wir immer von der Intensität einer Wellenlänge gesprochen, obwohl es nur Sinn hat, die Energie eines endlichen Wellenlängenbereichs zu betrachten. Wo schlechthin über die Verteilung der Energie im Spektrum gesprochen wurde, ist immer die Energie pro Einheit des Wellenlängenbereichs gemeint. Die mit der Thermosäule gemessene Energie aber ist die Energie eines bestimmten, durch Breite der Spalte, Dispersion der Prismen und Brennweite der Linsen des Monochromators bedingten Wellenlängenbereichs. Dieser Bereich kann entweder direkt gemessen oder auch durch Differenzierung der Dispersionskurve gefunden werden. Jede mit der Thermosäule in beliebigem Maß gemessene Energie muß durch den betreffenden Wellenlängenbereich dividiert werden, um die Energie pro Einheit des Wellenlängenbereichs zu finden.

Tabelle 1

Wellenlänge in Mikron	Beobachtete Intensität	Berechnete Intensität	Beob.-Berechn. in %
0,70	386	390	— 1
0,68	311	314	— 1
0,66	272	272	0
0,64	226	225	+ 0,5
0,62	184	183	+ 0,5
0,60	148	147	+ 1
0,58	115	115	0
0,56	88,6	87,0	+ 2
0,54	65,6	64,8	+ 1
0,52	45,9	46,8	— 2
0,50	31,6	32,7	— 3
0,48	21,3	22,0	— 3,5
0,46	14,0	14,1	— 1
0,45	10,9	10,7	+ 2
0,44	8,4	7,9	+ 6
0,43	6,4	6,3	+ 1,5
0,42	4,7[5]	4,97	— 2,5

Statt der beschriebenen photographischen Methode kann man mit Vorteil auch thermoelektrische oder photoelektrische Strahlungsmessungen zur Vergleichung von N und P, d. h. zur Eichung der Normallampe verwenden. Man hat nur da, wo der Spektralapparat das Spektrum der Normallampe, bzw. der monochromatischen Hilfslampe entwirft, eine Thermosäule oder eine Photozelle aufzustellen, und kann dann mit dieser direkte vergleichende Messungen ausführen. Man kann auch die Methoden kombinieren und z. B. für das Ultrarot und das langwellige sichtbare Licht die Thermosäule verwenden, während man für das kurzwellige Spektralgebiet die Photozelle oder die photographische Platte benutzt.

Als Beispiel geben wir in Tabelle 1 die Ergebnisse der Eichung einer Normallampe. Die betreffende Lampe war eine viervoltige Halbwattlampe, die mit einer Spannung von 2,6 Volt betrieben wurde.

Die erste Spalte gibt die Wellenlängen in Mikron, die zweite die gemessenen Intensitäten pro Einheit des Wellenlängenbereichs in willkürlichem Maß. Die in der dritten und in der vierten Spalte gegebenen Zahlen werden wir jetzt näher erläutern.

Obwohl eine Wolframspirale sicher kein schwarzer Körper ist, liegt die Frage nahe, ob man die Wellenlängenabhängigkeit der Intensität $I(\lambda)$ durch eine Plancksche Funktion einer geeignet gewählten Temperatur darstellen kann. In dem in Betracht kommenden Wellenlängenbereich und bei der zu erwartenden Temperatur kann man in genügender Annäherung auch die Wiensche Formel benutzen. Man versucht also die Größe $I(\lambda)$ darzustellen durch die Formel:

$$I(\lambda) = c_1 \lambda^{-5} e^{-c_2/\lambda T}$$

oder

$$\log [\lambda^5 I(\lambda)] = \log c_1 - c_2/\lambda T.$$

Um die Gültigkeit dieser Beziehung zu prüfen und gleichzeitig einen Wert für T herzuleiten, trägt man $\log [\lambda^5 I(\lambda)]$ als Funktion von $1/\lambda$ ab. In der Tat findet man dann, daß die Punkte, wie die Gleichung das verlangt, nahezu auf einer geraden Linie liegen, aus deren Neigung man $T = 1980^0$ findet. Die mit dieser Temperatur berechneten Werte von $I(\lambda)$ sind in der dritten Spalte der Tabelle 1 aufgenommen, während die vierte Spalte den prozentuellen Unterschied der berechneten und der gemessenen Intensitäten darstellt. Es ist noch zu bemerken, daß die in der Wienschen Formel einzusetzende Temperatur T nicht die wahre Temperatur der Glühspirale, sondern eine fiktive Größe, die sogenannte Farbtemperatur ist.

Die Beschreibung der Intensitätsverteilung durch obenstehende Gleichung hat den großen Vorteil, daß die Funktion $I(\lambda)$ durch eine einzige Konstante, die Farbtemperatur T, festgelegt wird. Die beiden

anderen Konstanten c_1 und c_2 braucht man ja nicht zu bestimmen, weil c_1 doch bei allen Vergleichsmessungen fortfällt, und c_2 eine bekannte universelle Konstante (1,43 cm . grad) vorstellt. Weil es für die Praxis wichtig ist, die Normallampe bei verschiedener Helligkeit verwenden zu können, bestimmt man in der angegebenen Weise ihre Farbtemperatur für verschiedene Werte der Stromstärke und legt dieses Ergebnis tabellarisch oder graphisch fest. Merkwürdigerweise ist die Beziehung zwischen Stromstärke und Farbtemperatur in weiten Grenzen linear.

2. Eine zweite Möglichkeit zur Eichung einer Normallampe beruht auf der Verwendung eines geeichten optischen Pyrometers, mittels dessen man für einen engen Wellenlängenbereich die schwarze Temperatur der Lampe bestimmt. Unter der schwarzen Temperatur des Glühkörpers versteht man bekanntlich diejenige Temperatur, die ein schwarzer Körper haben müßte, um für die betreffende Wellenlänge die gleiche Helligkeit aufzuweisen. Es besteht nun die Aufgabe, aus der gemessenen schwarzen Temperatur die Farbtemperatur der Normallampe abzuleiten. Für den Fall einer Wolfram-Bandlampe, beobachtet in einer Richtung senkrecht zur strahlenden Oberfläche, ist die Aufgabe leicht zu lösen. Die Beziehung zwischen schwarzer und Farbtemperatur folgt direkt aus den in der Literatur zu findenden Daten über die von Wolfram bei verschiedenen schwarzen Temperaturen senkrecht zu seiner Oberfläche ausgesandte Strahlung [1]. Für eine gewöhnliche Halbwattlampe aber sind die Verhältnisse verwickelter. Erstens hat man es hier mit Strahlungen, die verschiedene Austrittsrichtung haben, zu tun, und zweitens sendet die Innenseite der Spirale auch reflektierte Strahlung aus. Die Beziehung zwischen Stromstärke und Farbtemperatur ist infolgedessen nicht nur vom Material, sondern auch von der geometrischen Gestaltung der Spirale abhängig. Es können aber diese Umstände rechnerisch berücksichtigt werden, und bei gegebener Form der Spirale läßt sich daher, wenigstens annähernd, aus den pyrometrisch gemessenen schwarzen Temperaturen der Außenseite die gesuchte Farbtemperatur für die gesamte Strahlung herleiten. Als Endergebnis einer pyrometrischen Eichung der Normallampe ergibt sich wieder die (fast lineare) Beziehung zwischen Stromstärke und Farbtemperatur, aus der sich mit Hilfe der Wienschen Formel (s. S. 105) die gesuchte Intensitätsverteilung berechnen läßt.

Über die Halbwattlampe soll noch bemerkt werden, daß es einen beträchtlichen Unterschied macht, ob man die Enden der Spirale mit in die Gesamtstrahlung aufnimmt oder nicht. Es muß daher immer ausdrücklich gesagt werden, ob die Angaben der Farbtemperaturen sich auf den ganzen Glühkörper oder nur auf dessen zentralen Teil beziehen.

[1] W. E. Forsythe and A. G. Worthing, Astrophys. Journ. **61**, 146, 1925.

Die meisten Bandlampen weisen demgegenüber den großen Vorteil auf, daß die Endstücke der Bande hinter den mittleren Teil zurückgebogen sind und daher abgeschirmt werden. Wie pyrometrische Messungen gezeigt haben, ist bei dieser Konstruktion die Temperatur der ganzen aktiven Oberfläche praktisch überall die gleiche.

Wenn man sich fragt, welche der beiden Methoden, die zuerst besprochene mit Monochromator, oder die an zweiter Stelle erwähnte mit Pyrometer, den Vorzug verdient, so muß man sagen, daß beide Methoden ihre Vor- und Nachteile haben. Zweifellos ist die erste Methode die direktere, während die zweite die einfachere in der Ausführung ist. Im Utrechter Institute wird jetzt noch ausschließlich das pyrometrische Verfahren verwendet, nachdem ausführliche Messungen nach den beiden Methoden sowohl für Bandlampen als für Halbwattlampen zu übereinstimmenden Ergebnissen geführt hatten.

Die pyrometrische Eichung beruht auf visuellen Beobachtungen. Sie ist daher subjektiv, und nur ein geübter Beobachter kann die erwünschte Genauigkeit erreichen. Es ist daher angebracht, die einmal erhaltenen Ergebnisse möglichst auszunützen, indem man die geeichte Normallampe zur sekundären Eichung anderer Lampen verwendet. Die nächstliegende Methode dazu ist eine objektive Vergleichung der Spektren beider Lampen nach einer der früher besprochenen Methoden.

In der Praxis viel einfacher aber ist ein im Utrechter Institute ständig angewandtes Verfahren mittels zweier Filter.

Vorausgesetzt wird, daß die sekundär zu eichende Lichtquelle im Wellenlängengebiet, auf das die Eichung sich bezieht, eine Farbtemperatur hat. Je höher man diese Temperatur wählt, desto reicher wird die Strahlung an den Bestandteilen mit kleinen Wellenlängen. Eine Vergleichung der Intensitäten zweier durch Filter abgesonderter Wellenlängengebiete ergibt also die Möglichkeit, die Farbtemperatur zu bestimmen. Man hat dann zuerst die Filter zu eichen und gebraucht dazu die geeichte Normallampe, deren Farbtemperatur man in bekannter Weise ändert. Man erhält so eine Beziehung zwischen dem Intensitätsverhältnis beider Strahlungsarten und der Farbtemperatur der geeichten Normallampe. Diese Beziehung gilt für jede Lichtquelle, deren Intensitätsverhältnis im betreffenden Spektralgebiet durch eine Farbtemperatur beschreibbar ist, d. h. auch für die zu untersuchende Lampe. Vorzugsweise wählt man die Filter aus gefärbtem Glas, damit sie im Laufe der Zeit sich nicht ändern, und verwendet Spektralgebiete möglichst verschiedener Wellenlänge. Selbstverständlich können die Intensitätsmessungen mittels selektiver Apparate, insbesondere mit einer Photozelle, ausgeführt werden; das Verhältnis der Empfindlichkeiten für beide Wellenlängengebiete ist ja bei beiden zu vergleichenden Objekten das gleiche.

In der letzten Zeit haben wir auch Lichtquellen mit Linienspektrum als Normallampe zu relativen Messungen verwendet [1]. (Über die Verwendung einer Linienlichtquelle als absolute Normallampe s. S. 128.)

§ 32. Die Intensitätsmessung mit Normallampe

Die Ausführung der Messung besteht aus der Aufnahme des zu untersuchenden Spektrums und des Normallampenspektrums auf derselben Platte. Wenigstens eines dieser beiden Spektren muß in bekannten Verhältnissen abgeschwächt sein. Da die übliche Normallampe konstant ist und ein kontinuierliches Spektrum liefert, kann man am einfachsten das Normallampenspektrum durch Spaltbreitenänderung abschwächen. Prinzipiell ist es erwünscht, das zu untersuchende Spektrum mit ungefähr derselben Belichtungszeit aufzunehmen, obwohl ein mäßiges Zeitverhältnis gewöhnlich zulässig ist (s. S. 93). Bei sehr schmalen Spektrallinien bedenke man, daß die bezügliche Schwärzungskurve modifiziert sein kann, während auch eine Intermittenz der Lichtquelle Komplikationen mit sich bringt (s. S. 51).

Bei der Verwertung der Meßdaten hat man zu bedenken, daß die Eichung der Normallampe die Intensitäten pro Einheit des Wellenbereiches ergibt, während die Schwärzungen ihres jetzt zu verwertenden Spektrums durch Intensitäten pro Flächeneinheit bedingt sind. Aus der gegebenen Eichungskurve hat man daher diese Intensitäten pro Flächeneinheit durch Rechnung herzuleiten, und zwar, indem man der Dispersion des bei der oben erwähnten Aufnahme verwendeten Spektralapparates Rechnung trägt. Wenn λ die Wellenlänge und x den Abstand auf der Platte darstellt, muß man also die Dispersion $dx/d\lambda$ bestimmen (was entweder graphisch oder numerisch geschehen kann) und die durch die Eichung gegebenen Intensitäten durch diesen Differentialquotient dividieren.

Weiter hat man eventuell mit einer nichtachromatischen Abbildung des Spaltes im Spektrographen zu rechnen. Liegt dieser Fall vor, so ist das Spaltbild für die eine Wellenlänge größer als für die andere. Nun ist für eine Linie die Intensität pro Flächeneinheit dem Quadrate der linearen Dimensionen des Bildes umgekehrt proportional, während im kontinuierlichen Spektrum diese Größe der ersten Potenz umgekehrt proportional ist. Weil die Messung auf der Feststellung der Gleichheit von Schwärzung, d. h. der Gleichheit von Intensität pro Flächeneinheit, beruht, muß man eventuell die zuletzt erhaltenen Zahlen noch mit der ersten Potenz der linearen Vergrößerungen des Spektrographen für die verschiedenen Wellenlängen multiplizieren.

Falls die Spektrallinien eine erhebliche wahre Breite haben, ist es angebracht, die Spektren mit breitem Spalt aufzunehmen; man braucht

---

[1]) Veröffentlichung folgt bald.

dann nur die Scheitelwerte zu bestimmen. Stehen die zu vergleichenden Linien aber nicht isoliert und ist man daher gezwungen, den Spalt schmal zu nehmen, so hat man die Intensitätskurven der Linien zu integrieren. Gewöhnlich genügt dazu das einfache Annäherungsverfahren, daß man die Scheitelwerte der Intensitäten mit den Halbwertsbreiten der Linien multipliziert.

Die Anwendung der Normallampe setzt eine gleiche Abschwächung der Strahlungen dieser Lampe und der zu untersuchenden Lichtquelle durch den Spektralapparat voraus. Diese Abschwächung ist zum Teil eine Abblendung durch die Spaltbacken. Man kann die Gleichheit der Abblendung beider Lichtbündel nur dann mit Sicherheit voraussetzen, wenn die Abbildung beider Lichtquellen auf den Spalt achromatisch ist, d. h. von einer achromatischen Linse oder einem Spiegel vermittelt wird. Man sei jedoch auf die Beugung bedacht (s. S. 133).

Je nach den Umständen kann man bei der Verwertung der gemessenen Schwärzungen der beiden Spektren in verschiedener Weise vorgehen. Folgende Fälle sind zu unterscheiden:

1. Die Schwärzungskurven der Normallampe und der zu untersuchenden Lichtquelle zeigen Parallelität, während das zu untersuchende Spektralgebiet so groß ist, daß die Schwärzungskurven verschiedener Wellenlängen nicht parallel sind.

2. Die Schwärzungskurven verschiedener Wellenlängen zeigen in dem zu untersuchenden Spektralgebiet wohl Parallelität.

3. Weder die Schwärzungskurven verschiedener Wellenlängen, noch diejenigen der beiden Lichtquellen sind parallel.

1. In diesem Falle verwendet man die auf S. 100 skizzierte Methode, d. h. man vergleicht die Schwärzung jeder Linie mit der des kontinuierlichen Spektrums bei der gleichen Wellenlänge.

Eine derartige Messung wollen wir durch ein Beispiel erläutern. Wir wählen das Quecksilbertriplett 4047, 4359, 5461 Å, wie es eine gewöhnliche Quarz-Quecksilberlampe aussendet. Der Wellenlängenunterschied ist hier so groß, daß die Schwärzungskurven der drei Linien beträchtlich von der Parallelität abweichen. Der Vollständigkeit halber wollen wir die Messung nach den beiden Methoden ausführen, d. h. einmal mit Verwendung eines Stufenabschwächers, und einmal mit Verwendung der Normallampe als Hilfslichtquelle, und Abschwächung ihrer Intensitäten durch Spaltbreiteänderung.

1 a. Stufenabschwächung.

Das Linienspektrum und das Normallampenspektrum werden mit Verwendung derselben Stufenabschwächung auf derselben Platte und mit etwa derselben Belichtungszeit nacheinander aufgenommen. Absichtlich wurden die Linien mit nicht zu schmalem Spalt aufgenommen.

Die Platte wird mikrophotometriert. Abb. 61 gibt die Mikrophotometerkurven der drei Linien. Die sechs Stufen mit den relativen Inten-

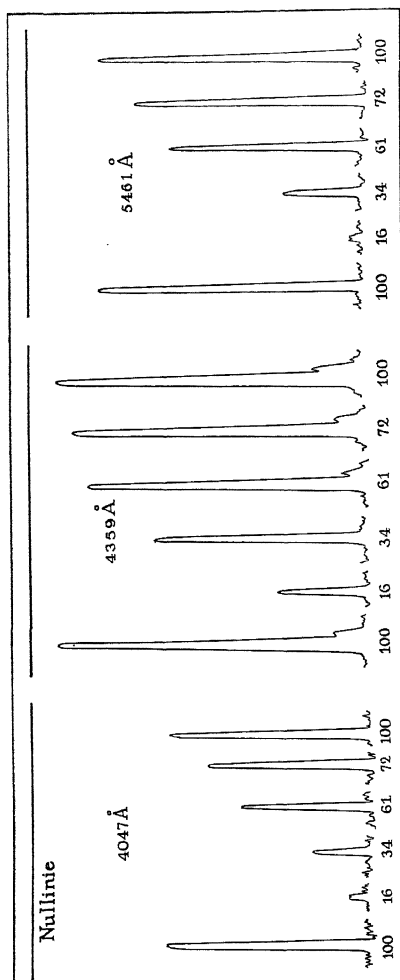



Abb. 61. Mikrophotometerkurve der Quecksilberlinien 4047, 4359 und 5461 Å, jede in sechs Stufen

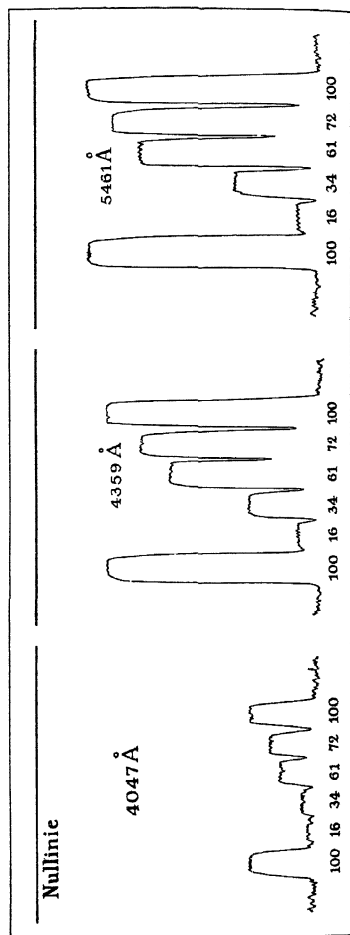



Abb. 62. Mikrophotometerkurven des Normallampenspektrums bei den Wellenlängen 4047, 4359 und 5461 Å in sechs Stufen

sitäten 100, 16, 34, 61, 72 und 100 sind nacheinander für jede der drei Linien durchgemessen. Aus den Kurven liest man die Ausschläge ab, berechnet dann die Schwärzungen und trägt diese in der üblichen Weise ab. So wurden die drei Schwärzungskurven erhalten, die in Abb. 63 (bezeichnet mit „Quecksilber") dargestellt sind. Auch das in sechs Stufen aufgenommene Normallampenspektrum wird bei den Wellenlängen 4047, 4359 und 5461 durchphotometriert, und zwar senkrecht zur Richtung der Dispersion. Abb. 62 gibt die so erhaltenen Mikrophotometerkurven. Auch für diesen Fall sind für die drei Wellenlängen Schwärzungswerte abgeleitet und zur Konstruktion von drei Schwärzungskurven verwendet. Man findet diese in Abb. 63 (bezeichnet mit „Normallampe") dargestellt.

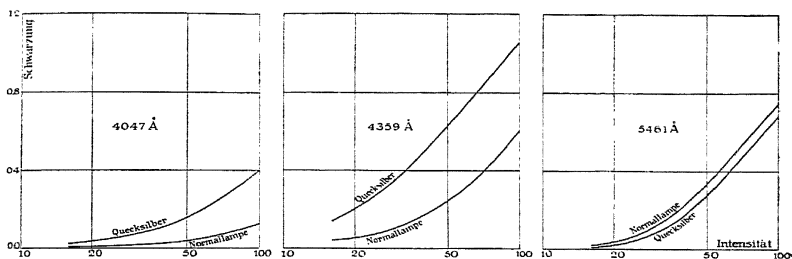



Abb. 63. Schwärzungskurven für die Quecksilberlinien 4047, 4359 und 5461 Å und für die Normallampe bei denselben Wellenlängen

Weil die Quecksilberlampe nicht intermittierend war, die Belichtungszeiten von Quecksilberlampe und Normallampe ungefähr gleich waren, und die Linien mit breitem Spalt aufgenommen wurden, kann man erwarten, daß die Schwärzungskurven von Quecksilber und Normallampe für dieselbe Wellenlänge parallel sind. Aus Abb. 63 ist dieser Sachverhalt in der Tat ersichtlich, wie auch die Nichtparallelität der Kurven verschiedener Wellenlänge.

Aus dem in horizontaler Richtung abgelesenen Abstand jeder der beiden Kurven leitet man mit Hilfe der log i-Skale (in der Weise, wie es in Abb. 53 angegeben ist) die Intensitätsverhältnisse ab. Man findet so als Intensitätsverhältnis der Linien 4047, 4359 und 5461 und der Normallampe die Werte: 2,30, 2,16 und 0,90. Diese Zahlen geben für die ungeschwächten Linien und die ungeschwächte Normallampe das Verhältnis der Intensitäten pro Flächeneinheit auf der Platte.

Von der Normallampe wurde die Farbtemperatur zu 2910° bestimmt. Daraus läßt sich mit Hilfe der Wienschen Formel für die gegebenen Wellenlängen das Intensitätsverhältnis pro Einheit des Wellenlängenbereiches zu 21,8 : 35,6 : 113 berechnen. Selbstverständlich

kommt auch hier nur das Verhältnis der Zahlen in Betracht; ihre Absolutwerte haben gar keine Bedeutung.

Um diese Zahlen zu verwerten, hat man noch der Dispersion des verwendeten Spektralapparates (Gitter) Rechnung zu tragen. In unserem Falle verhielt sich die Dispersion bei den drei Wellenlängen wie 74 : 73 : 72. Im Normallampenspektrum verhielten sich also die Intensitäten pro Flächeneinheit wie:

$$\frac{21,8}{74} : \frac{35,6}{73} : \frac{113}{72} = 29,6 : 48,8 : 157.$$

Durch Multiplikation dieser Zahlen mit den oben gefundenen Intensitätsverhältnissen findet man für das gesuchte Verhältnis der drei Linien:

$$29,6 \times 2,30 : 48,8 \times 2,16 : 157 \times 0,90 = 68 : 105 : 141.$$

Reduktion der stärksten Linie auf 100 gibt als Endergebnis für das zu bestimmende Intensitätsverhältnis der drei Quecksilberlinien:

$$48 : 74 : 100.$$

1 b. Spaltbreiten-Abschwächung.

Für diese Messung wurde dieselbe Lichtquelle, derselbe Spektrograph und dieselbe Normallampe (Farbtemperatur = 2910°) verwendet. Das Linienspektrum wurde einmal, das Normallampenspektrum siebenmal mit verschiedenen Spaltbreiten (aber genau derselben Belichtungszeit) aufgenommen. Auch hier geben wir keine Reproduktion der Platte; diese sah ähnlich aus wie die in Abb. 54. Die Linien wurden wieder mit breitem Spalt aufgenommen.

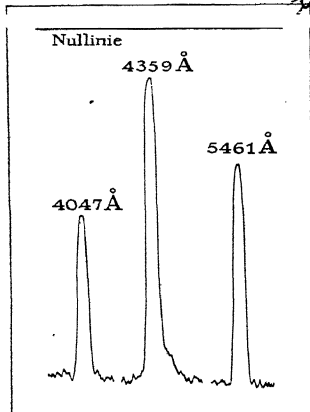



Abb. 64. Mikrophotometerkurve der drei Quecksilberlinien 4047, 4359 und 5461 Å

Abb. 64 gibt die Mikrophotometerkurve der drei Linien. Die zwischen den Linien befindlichen Teile der Platte wurden beim Mikrophotometrieren überschlagen. Für die drei Scheitelwerte findet man die Schwärzungen: 0,26, 0,85 und 0,42.

Abb. 65 gibt drei Mikrophotometerkurven der Normallampenspektren, bei den Wellenlängen 4047, 4359 und 5461 Å senkrecht zur Richtung der Dispersion durchgemessen. Die relativen Werte der Spaltbreiten des Spektrographen waren 10, 20, 5, 15, 40, 60, 100. Mittels der Daten dieser Kurven werden die Schwärzungskurven der Platte für die drei Wellenlängen konstruiert (s. Abb. 66).

Aus der Abbildung ist die verschiedene Neigung der drei Kurven ersichtlich.

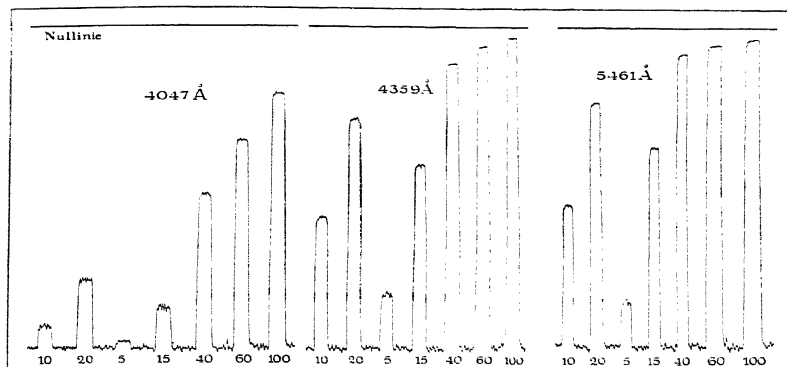



Abb. 65. Mikrophotometerkurven
der sieben mit Spaltbreiten 10, 20, 5, 15, 40, 60, 100 aufgenommenen Normallampenspektren, senkrecht zur Richtung der Dispersion durchphotometriert

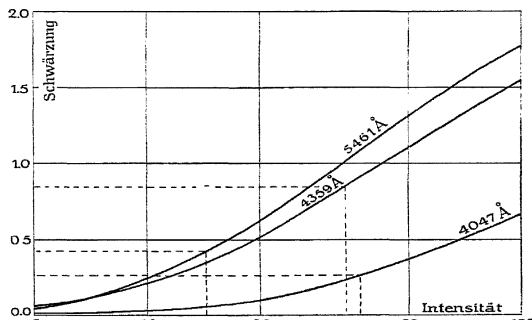



Abb. 66. Schwärzungskurven, abgeleitet aus Daten der Abb. 65, zur Bestimmung der Intensitätsverhältnisse der drei Quecksilberlinien

In dieser graphischen Darstellung ist der 100 %ige Wert der Intensität für die drei Wellenlängen an derselben Stelle der log i-Skale aufgetragen, obwohl man weiß, daß sie verschieden sind, und zwar (wie oben aus der Farbtemperatur der Normallampe und der

Dispersion des Spektralapparates abgeleitet wurde) sich verhalten wie 29,6 : 48,8 : 157. Man könnte durch Parallelverschiebung der Schwärzungskurven diesem Umstand Rechnung tragen; für die Praxis ist es aber viel einfacher, die bezügliche Korrektion erst im Endresultat anzubringen. Wir tragen also ohne weiteres die drei Schwärzungswerte der drei Linien jede auf der betreffenden Schwärzungskurve der Normallampe ab, und finden so die drei (unkorrigierten) Intensitäten 37,0, 34,3 und 14,4. Dann multiplizieren wir diese Zahlen mit 29,6, 48,8 und 157 und erhalten für das Verhältnis der drei Linien 110, 167 und 226. Die Reduktion der stärksten Linie auf 100 liefert als Endergebnis für das gesuchte Intensitätsverhältnis: 48 : 74 : 100.

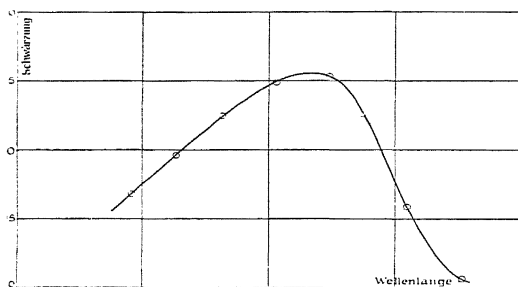



Abb. 67. Schwärzung als Funktion der Wellenlänge in einem kontinuierlichen Spektrum

Die besprochenen Methoden fordern eine Messung der Schwärzung des kontinuierlichen Spektrums an ebenso vielen Stellen, wie es Linien gibt. Bei linienreichen Spektren schließt daher das Verfahren eine große Meß- und Rechenarbeit ein. Oft läßt sich diese abkürzen. Es kommt nämlich mehrmals vor, daß für den in Frage kommenden Wellenlängenbereich die Schwärzung des Normallampenspektrums ziemlich glatt verläuft. Man kann dann die bezüglichen Messungen auf wenige Wellenlängen beschränken und die gefundenen Werte zur Konstruktion einer Kurve einfacher Gestalt benutzen (s. Abb. 67), auf der man die Schwärzungen für zwischenliegende Wellenlängen ablesen kann. Selbst wenn die Kurve durch das Auftreten von Maxima und Minima viele Punkte zu ihrer Konstruktion braucht, wird bei einer sehr großen Anzahl von zu vergleichenden Linien diese graphische Interpolation Zeitersparnis mit sich bringen.

2. Wenn die Schwärzungskurven verschiedener Wellenlänge in dem zu untersuchenden Spektralgebiet Parallelität zeigen, können sich noch zwei Fälle ergeben, und zwar können die Schwärzungskurven

des Linienspektrums den Schwärzungskurven der Normallampe parallel oder nicht parallel sein.

Im ersten Fall kann man genau in derselben Weise vorgehen, wie wir unter 1. (s. S. 109) angegeben haben. Eine Parallelität der Schwärzungskurven verschiedener Wellenlängen stört ja nicht; ob diese Bedingung erfüllt ist oder nicht, ist für die Ausführung des beschriebenen Verfahrens völlig belanglos. Doch ist es gewöhnlich angebracht, von dieser Parallelität Gebrauch zu machen, indem man die Empfindlichkeit der Platte als Funktion der Wellenlänge bestimmt (s. S. 114). Genau genommen spielt hier nicht nur die Empfindlichkeit der Platte eine Rolle, sondern das Produkt dieser Größe und der Durchlässigkeit des Spektralapparates. Wir werden das Produkt in den nächstfolgenden Zeilen als Empfindlichkeit der Apparatur bezeichnen.

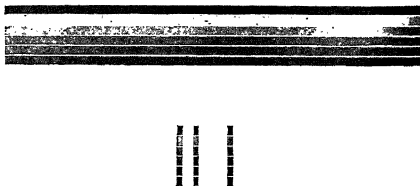



Abb. 68. Zinktriplett, 4680, 4722 und 4811 Å, und Normallampenspektrum aufgenommen mit Stufenabschwächer

Auch im zweiten Fall, wenn also die Schwärzungskurven der Linien denjenigen der Normallampe nicht parallel sind, schlägt man den zuletzt angedeuteten Weg ein. Man bestimmt auch dann die Empfindlichkeit der Apparatur als Funktion der Wellenlänge für das Normallampenlicht und nimmt an, daß dieselben Empfindlichkeitsverhältnisse auch für das zu untersuchende Linienlicht gelten, obwohl diese Linien Schwärzungskurven einer anderen Neigung ergeben (z. B. infolge von Intermittenz).

Als Beispiel einer Intensitätsmessung dieser Art kommen wir auf die auf S. 87 und 91 behandelte Aufgabe, die sich auf das Intensitätsverhältnis des Zinktripletts 4680, 4722 und 4811 Å bezieht, zurück. Die Linien wurden von einem Zinkfunken ausgesandt; die Intermittenz hat zur Folge, daß die Schwärzungskurven der Linien eine etwas andere Neigung aufweisen als diejenigen des Normallampenspektrums. An erwähnter Stelle wurde die Wellenlängenabhängigkeit der Empfindlichkeit der Apparatur vernachlässigt und das Intensitätsverhältnis zuerst nach der Methode der Stufenabschwächung und dann mittels einer Hilfslichtquelle bestimmt. Die erste Methode lieferte als Ergebnis

31 : 79 : 100: die zweite 30,5 : 79 : 100. Jetzt soll dies Ergebnis korrigiert werden.

2 a. Wird die Methode der Stufenabschwächung angewandt, so nimmt man auf derselben Platte sowohl die Linien wie auch ein Spektrum der Normallampe auf, beide abgeschwächt in bekannten Intensitätsverhältnissen. Abb. 68 ist eine Reproduktion dieser Aufnahme. Der untere Teil wurde schon in Abb. 51 reproduziert und diente zur Herleitung der oben erwähnten Zahlen. Jetzt haben wir aus dem oberen Teil die Empfindlichkeitsverhältnisse der Apparatur für die drei Wellenlängen abzuleiten:

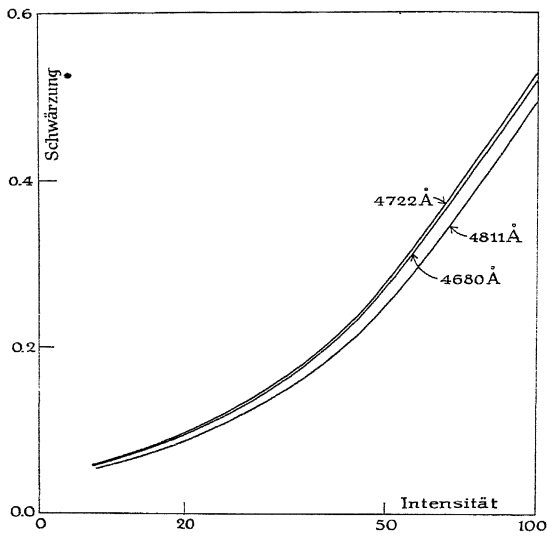



Abb. 69. Schwärzungskurven abgeleitet aus den Normallampenspektren von Abb. 68

Dazu wird dies Spektrum bei den Wellenlängen 4680, 4722 und 4811 Å senkrecht zur Richtung der Dispersion durchphotometriert. Die Mikrophotometerkurven reproduzieren wir nicht; sie sehen ähnlich aus wie die Kurven von Abb. 62. Die aus diesen Kurven bestimmten Schwärzungen sind zur Konstruktion der drei Schwärzungskurven von Abb. 69 verwendet. Ohne Rücksicht auf die Wellenlängenabhängigkeit der Empfindlichkeit würde man aus den Abständen dieser (parallelen) Schwärzungskurven auf die Intensitätsverhältnisse 100 : 102 : 94

schließen. Die wahren Intensitätsverhältnisse berechnet man aus der Farbtemperatur (die 2675° betrug) nach der Wienschen Formel zu 29 : 31 : 35. Die Dispersion braucht hier nicht in Rechnung gezogen zu werden, weil sie für die drei Wellenlängen praktisch die gleiche war. Die Empfindlichkeiten der Apparatur verhalten sich also für die drei Wellenlängen wie:

$$\frac{100}{29} : \frac{102}{31} : \frac{94}{35} = 3{,}45 : 3{,}29 : 2{,}68.$$

Das korrigierte Intensitätsverhältnis der drei Zinklinien wird also:

$$\frac{31}{3{,}45} \cdot \frac{79}{3{,}29} \cdot \frac{100}{2{,}69} = 24 : 64 : 100$$ [1]).

2 b. Bei Verwendung einer Hilfslichtquelle genügt die schon früher verwendete Aufnahme (s. Abb. 54 auf S. 91). Die Hilfslichtquelle war ja eine Normallampe mit bekannter Farbtemperatur (2675°), und die Schwärzungen des Normallampenspektrums können daher zur Bestimmung der relativen Empfindlichkeiten der Apparatur verwendet werden. Dazu werden sie in einer Richtung senkrecht zur Dispersion nacheinander bei den Wellenlängen 4680, 4722 und 4811 Å durchphotometriert. Die Mikrophotometerkurven sehen ähnlich aus wie die der Abb. 65. Mittels dieser Kurven werden drei Schwärzungskurven konstruiert, deren Abstände wieder zu Werten der relativen Empfindlichkeiten der Apparatur führen, genau so, wie das oben beschrieben wurde. Man kommt so zu einem Endergebnis, das innerhalb der Meßfehler mit dem oben erwähnten übereinstimmt.

Wenn das zu untersuchende Spektrum linienreich ist, kann man mit Vorteil die relative Empfindlichkeit für nur einige Wellenlängen bestimmen und eine „Empfindlichkeitskurve der Apparatur" konstruieren, mit deren Hilfe man für beliebig viele zwischenliegende Wellenlängen die relative Empfindlichkeit ablesen kann.

Bei sehr linienreichen Spektren wendet man zweckmäßig ein graphisches Verfahren an, bei dem nicht nur die Empfindlichkeit, sondern auch die anderen in Betracht kommenden Größen als Funktion der Wellenlänge logarithmisch abgetragen werden [2]).

3. Wenn weder die Schwärzungskurven verschiedener Wellenlänge, noch die Schwärzungskurven von Normallampe und Linien parallel sind, versagt prinzipiell die photographische Methode der

[1]) Man könnte vielleicht erwarten, daß die Intensitäten dieser P–S-Linien sich wie 1 : 3 : 5 verhalten würden. Man hat jedoch zu bedenken, daß diese einfache Regel nur für enge Multipletts strenge Gültigkeit hat, während überdies durch Selbstabsorption die stärkeren Linien am meisten geschwächt werden.

[2]) D. Burger, Zeitschr. f. Phys. **54**, 643, 1929.

Intensitätsvergleichung. In der Praxis wird man von Fall zu Fall zu entscheiden haben, inwieweit eine kleine Abweichung der Parallelität zulässig ist.

Eine ungenügende Parallelität der Schwärzungskurven verschiedener Wellenlänge kann meistens durch Wahl einer geeigneten Platte oder durch Sensibilisierung zum großen Teil beseitigt werden. Eine fehlende Parallelität der Schwärzungskurven von Linien und Normallampenspektrum hat ihren Grund entweder in der Schmalheit der Linien (s. S. 76) oder in einem Intermittenz-Effekt. Im ersteren Fall kann man versuchen, dem Übelstand abzuhelfen, indem man die Linien mit breiterem Spalt aufnimmt. Bei Spektren mit benachbarten Linien kann aber diese Maßnahme zu einem Übereinanderfallen der Linien führen. Man kann dann dafür eine Korrektion anbringen, indem man Aufnahmen mit schmalem und breitem Spalt verwendet. Die Intermittenz-Effekte kann man manchmal durch Verwendung eines rotierenden Sektors unschädlich machen (s. S. 94).

Kapitel VII

Die absolute Intensitätsmessung monochromatischer Strahlung

§ 33. Einleitung

Die im Vorhergehenden besprochenen Methoden der Intensitätsmessung bezogen sich alle auf relative Messungen, d. h. auf Vergleichungen der einen Intensität mit der anderen. In der Tat genügt bei weitaus dem größten Teil der heute in Frage kommenden Probleme eine Kenntnis von Intensitätsverhältnissen vollkommen. Doch tauchen auch jetzt schon Probleme auf, die eine Feststellung der absoluten Energie einer monochromatischen Strahlung erwünscht machen, und es ist zu erwarten, daß solche Daten für die künftige Entwicklung der Atomphysik immer größere Bedeutung erlangen werden. Es ist wohl selbstverständlich, daß absolute Strahlungsmessungen nur dann Bedeutung haben, wenn die Lichterregung in wohldefinierter und reproduzierbarer Weise stattfindet und daß sie daher bei Verwendung der für die Spektroskopie meist gebräuchlichen Lichtquellen zwecklos sind. Eine Lichtquelle der erstgenannten Art voraussetzend, besteht unsere Aufgabe darin, die gesamte von der Lichtquelle ausgesandte monochromatische Strahlung in absolutem Maß, d. h. in Erg/sek., zu bestimmen. Vorausgesetzt weiter, daß die Ausstrahlung in allen Richtungen des Raumes gleichmäßig stattfindet, hat man die in einem gewissen Raumwinkel austretende monochromatische Strahlung zu messen.

Zur absoluten Messung hat man seine strahlungsempfindliche Apparatur für die betreffende Wellenlänge zu eichen. Bei Verwendung einer der in Kapitel I besprochenen thermischen Meßmethoden hat man den Vorteil, daß die Empfindlichkeit von der Wellenlänge unabhängig ist, und man kann daher die Eichung mit Strahlung beliebiger Zusammensetzung vornehmen. Man sei aber auf die Möglichkeit einer unvollkommenen oder sogar selektiven Schwärzung der empfindlichen Oberfläche bedacht.

Bei Verwendung eines Thermoelementes oder Bolometers besteht selbst die Möglichkeit, die von einer Strahlung hervorgerufene Wärme

direkt zu bestimmen. In der Praxis sind aber diese direkten Methoden, auf die wir in § 34 unter b zurückkommen, nur für starke Strahlung verwendbar. Zur Messung einer im allgemeinen schwachen, monochromatischen Strahlung sind sie zu unempfindlich.

Die zu besprechenden, auch für selektive Apparate verwendbaren Methoden beruhen auf dem Vorhandensein verschiedener absoluter Meßapparate für starke Strahlung. Die wichtigsten davon werden wir im folgenden Abschnitt beschreiben. Sie sind aber unbequem in der Handhabung, und man überlasse sie lieber den besonderen Instituten, wo sie zur Eichung von Normalen verwendet werden können. Den meist geeigneten Typus solch einer Normale, die Normalthermosäule, besprechen wir in § 35.

Für Messungen, die keiner Zerlegung der Strahlung mit einem Spektralapparat bedürfen, verwendet man entweder die Normale selbst, oder man gebraucht diese zur sekundären Eichung seiner empfindlichen Apparatur. Die Methode einer derartigen direkten Messung besprechen wir in § 36.

Für den in der Praxis meist vorkommenden Fall einer Messung mit Spektralapparat ist die Eichung der eigentlichen strahlungsempfindlichen Apparatur allein nicht ausreichend. Es handelt sich ja um die Energie einer von der Lichtquelle ausgesandten monochromatischen Strahlung. Nicht nur schwächt der Spektralapparat diese Strahlung, sondern die durch den Spalt eintretende Energie ist überdies ein im allgemeinen unbekannter Bruchteil der von der Lichtquelle ausgehenden. Ebenso wie das bei relativen Messungen der Fall war, ist man auch hier auf eine Normallampe angewiesen, die aber für den jetzt vorliegenden Zweck absolut geeicht sein muß.

Wie man eine Normallampe mittels einer Normalthermosäule eichen kann, besprechen wir in § 37, während die Verwendung einer absolut geeichten Normallampe zur absoluten Intensitätsmessung mittels photographierter Spektrallinien in § 38 erläutert wird.

§ 34. Messung starker Strahlung in absolutem Maß

Die Aufgabe besteht darin, an gegebener Stelle eine starke Bestrahlung beliebiger spektraler Zusammensetzung in Erg/sek. cm^2 zu bestimmen. Man hat dazu senkrecht zur Strahlungsrichtung einen die Strahlung möglichst vollkommen absorbierenden Körper bekannter Oberfläche zu stellen und die pro Zeiteinheit freikommende Wärme zu messen.

Um die auffallende Strahlung möglichst vollkommen absorbieren zu lassen, gibt man bisweilen dem Meßapparat eine dem Hohlraum ähnelnde Form. Jedenfalls aber ist man auf die Verwendung eines Schwärzungsmittels angewiesen. Platinmohr oder Ruß sind hierfür allgemein gebräuchlich. Dem schlechten Wärmeleitvermögen dieser

Substanzen kann man durch Beimengung von Spuren eines Bindemittels abhelfen. Es gibt kein Schwärzungsmittel, das absolut schwarz ist; eine schwache Reflexion besteht immer. Diese ist von der Wellenlänge abhängig, braucht für Wellenlängen kleiner als 2 μ nicht viel größer als etwa 2 % zu sein, wächst aber im ferneren Ultrarot beträchtlich an. Bei Verwendung der zu beschreibenden Apparate hat man selbstverständlich wegen dieser Reflexion zu korrigieren. Wie man sie bestimmt, besprechen wir nicht. Der Einfachheit halber werden wir sie im folgenden außer Betracht lassen.

Es gibt eine Reihe verschiedenartiger absoluter Strahlungsmeßapparate, die zum größten Teil zur Messung der Sonnenstrahlung konstruiert wurden. Die wichtigsten sind die folgenden:

a) Das Waterflow-Pyrheliometer.

Dieser zur Bestimmung der Solarkonstante von Abbot[1]) angegebene Apparat ist in Abb. 70 schematisch dargestellt. Die zu messende Strahlung wird von einem innen geschwärzten, an der

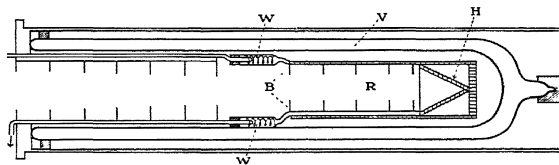



Abb. 70. Waterflow-Pyrheliometer nach Abbot

Hinterseite geschlossenen und von Wasser umspülten Raum R aufgefangen, der in einem doppelwandigen Gefäß V eingeschlossen und an der Vorderseite mit einer Blende B von bekanntem Durchmesser versehen ist. Die durch die Strahlung in gegebener Zeit entwickelte Wärme wird aus der gemessenen Temperaturerhöhung der in dieser Zeit durchgeflossenen Menge Wasser berechnet. Dazu sind an der Eintritts- und an der Austrittsstelle des Wassers Widerstandsthermometer W angebracht. Bei H befindet sich eine Metallspirale bekannten Widerstands, die elektrisch geheizt wird und so zur Erzeugung einer bekannten Wärmemenge dienen kann. Es besteht so die Möglichkeit, die Angaben der Apparatur zu kontrollieren.

b) Das absolute Bolometer.

Prinzipiell könnte man auch beim Bolometer durch einfache Berechnung die absorbierte Strahlungsenergie bestimmen, sie wäre ja aus der gemessenen Widerstandsänderung abzuleiten. Man hat dazu

[1]) Abbot, Fowle and Aldrich, Ann. Astroph. Obs. of the Smithsonian Institution III, 1913.

aber die Dimensionen des Bolometers und eine Reihe von Materialkonstanten zu kennen, und die Unsicherheit in diesen Daten macht die Methode nur zu einer rohen Schätzung brauchbar. Um genaue Ergebnisse zu bekommen, eicht man das Bolometer mit elektrischer Energie.

Diese Methode rührt von Kurlbaum her[1]). Ein in der üblichen Weise in die Wheatstonesche Brücke eingeschaltetes Bolometer gibt für die zu messende Bestrahlung einen gewissen Galvanometerausschlag. Dann wird die Strahlung abgeschirmt und der Hauptstrom so weit vergrößert, bis die durch ihn hervorgerufene Erwärmung die gleiche Widerstandsänderung bewirkt, wie vorher die Strahlung. Aus dem benötigten Stromzuwachs und dem Widerstand des Bolometers läßt sich die pro Sekunde entwickelte Stromwärme und die ihr gleiche pro Sekunde absorbierte Strahlungsenergie berechnen. Mit Hilfe der bekannten Oberfläche des Bolometers findet man so die zu bestimmende Bestrahlungsintensität.

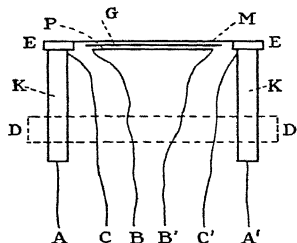



Abb. 71 a.
Innerer Teil eines absoluten Bolometers

Abb. 71 b.
Unterseite des Manganinstreifens

Kurlbaum maß in dieser Weise die Strahlung des absolut schwarzen Körpers und brauchte eine ziemlich hohe Empfindlichkeit. Um diese zu erreichen, mußten die Streifen seines Bolometers sehr dünn sein, und Paschen[2]) hat den begründeten Einwand gemacht, daß Gleichheit der Strahlungswärme und der Stromwärme bei gleicher Temperatur der Streifen eine überall gleiche Dicke der Streifen voraussetzt, was bei dünnen Streifen im allgemeinen nicht der Fall sein wird.

Eine zweite Fehlerquelle ist die Unsicherheit in der Messung der effektiven Länge des Bolometerbändchens. Die Lötung ist niemals ideal; immer fließt etwas Lot über den freien Teil des Bändchens, und man ist auch niemals sicher, daß die Lötung über die ganze Breite des Bändchens Kontakt gibt.

Diese beiden Schwierigkeiten fallen bei einer Konstruktion fort, die wir kürzlich verwendet haben, und die sich übrigens auch sehr bewährt hat.

Der innere Teil dieses absoluten Bolometers ist in Abb. 71 a schematisch angedeutet, während Abb. 71 b die Hinterseite des Bolometerbändchens darstellt. Dieses ist ein an der Vorderseite ge-

[1]) W. Kurlbaum, Wied. Ann. **65**, 746, 1898.
[2]) F. Paschen, Ann. d. Phys. **38**, 30, 1912.

schwärzter, nicht zu dünner Streifen M aus Manganin. An der Hinterseite dieses Streifens ist ein nur wenig kleineres und äußerst dünnes Glimmerblättchen G aufgeklebt, dessen Oberfläche größtenteils mit einem etwa 10 cm langen und sehr dünnen zickzackweise aufgeklebten Bändchen P aus einem reinen Metall (z. B. Platin) bedeckt ist. Die Enden E des Manganinstreifens sind an der Hinterseite elektrolytisch verkupfert, wobei Sorge getragen ist, daß die etwa 0,1 mm dicken Kupferbelegungen ein scharf begrenztes Rechteck aus Manganin frei lassen. Die Kupferbelegungen sind auf zwei dicke rechteckige Kupferstifte K gelötet, die, elektrisch isoliert, in einer schweren Metallplatte D befestigt sind.

Die Oberfläche des freien Teils des Manganinstreifens und dessen Widerstand werden ein für allemal gemessen, der Widerstand, indem man bei einem bekannten, an A und A' angeschlossenen Strom die dadurch an den Drähten C und C' hervorgerufene elektromotorische Kraft ermittelt.

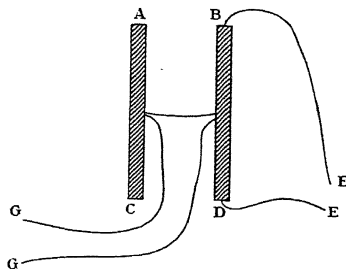
Zu einer absoluten Messung bestimmt man die relative Widerstandszunahme durch die zu messende Bestrahlung. Zur Eichung des Apparates bestimmt man ein für allemal die Widerstandszunahme als Funktion des durch das Manganinbändchen geschickten Stromes.

Abb. 72.
Pyrheliometer nach Ångström

Abgesehen von den Schwierigkeiten, die die Schwärzung des Bändchens mit sich bringt, liegt noch eine mögliche Fehlerursache in dem Auftreten des Peltier- und des Thomsoneffektes, die jeder für sich eine Asymmetrie in der Verteilung der Stromwärme verursachen. Der Peltiereffekt wurde praktisch dadurch ausgeschlossen, daß Manganin und Kupfer verwendet sind, welche Metalle einen verschwindend kleinen Peltiereffekt aufweisen. Der Einfluß des Thomsoneffektes ist nur klein, wie sich rechnerisch einfach feststellen läßt.

Diese Methode ist der von Gerlach angegebenen (s. S. 124) sehr ähnlich.

c) Das Pyrheliometer nach Ångström[1]).

Das Prinzip dieses zur Messung der Sonnenstrahlung konstruierten Apparates wird durch Abb. 72 erläutert. Zwei möglichst identische Streifen AC und BD aus Manganinblech liegen nebeneinander. Während AC der zu messenden Strahlung ausgesetzt wird, erwärmt man BD mit

[1]) K. J. Ångström, Wied. Ann. **67**, 633, 1899.

einem an EE anzuschließenden elektrischen Strom, den man so einreguliert, daß beide Streifen gleiche Temperatur haben. Ob dies der Fall ist, stellt man mittels eines Thermoelementes fest, dessen beide Lötstellen an der Hinterseite der Streifen, elektrisch davon isoliert, angekittet sind. Bei Gleichheit der Temperatur ist das Galvanometer G stromlos. Etwaige Ungleichheit beider Streifen eliminiert man, indem man erst AC bestrahlt und BD elektrisch heizt, und nachher BD bestrahlt und AC heizt.

Es könnte scheinen, als ob das beschriebene Kompensationsverfahren die Möglichkeit, eine höhere Genauigkeit zu erreichen als bei Verwendung eines einzigen Bändchens, mit sich bringt. Das ist aber keineswegs der Fall. Tatsächlich vergrößert das zweite Bändchen, das dem ersten niemals gleich ist, den Fehler. Im wesentlichen hat das zweite Bändchen nur die Bedeutung, daß es die zweite Lötstelle des Thermoelementes in einfacher Weise unterbringt.

Die für das absolute Bolometer zu befürchtenden Fehler bestehen auch hier. Vor allem hat man die Schwierigkeit der Unsicherheit in der Feststellung der effektiven Oberfläche der Bändchen zu beachten.

d) Die absolute Thermosäule.

Auch die Thermosäule läßt sich bei geeigneter Konstruktion direkt mit elektrischer Energie eichen. Die betreffende, von van Dijck[1]) im Utrechter Institute ausgearbeitete Methode beruht auf dem Auftreten des Peltiereffektes. Die im Prinzip sehr elegante Methode weist aber (neben den auch für b und c geltenden Schwierigkeiten) den Nachteil auf, daß bei den aus zwei Metallen bestehenden Streifen der Forderung einer über die ganze Länge gleichmäßigen Entwicklung der Jouleschen Wärme schwer zu genügen ist.

Eine einfache und vorzügliche Methode zur Absolutmessung mittels einer Thermosäule ist von Gerlach ausgearbeitet[2]). Er benutzt einen Manganinstreifen, der nacheinander der zu messenden Bestrahlung und der elektrischen Erwärmung ausgesetzt wird. Hinter der ganzen Länge des Streifens sind die Lötstellen einer Thermosäule isoliert befestigt. In dieser Weise wird die verschiedene Erwärmung infolge ungleichmäßiger Dicke des Streifens unschädlich gemacht. Der Gerlachsche Apparat ist als eine bedeutende Verbesserung des Ångströmschen zu betrachten.

§ 35. Die Normalthermosäule

Die verschiedenen im vorigen Abschnitt besprochenen absoluten Strahlungsmeßapparate sind nur verwendbar, wenn die zu messende Strahlung ziemlich stark (b und d) oder sogar sehr stark (a und c) ist. Im Prinzip sind sie ungeeignet zur Erreichung einer hohen Empfind-

---

[1]) W. J. D. van Dijck, Zeitschr. f. phys. Chem. **127**, 297, 1927.
[2]) W. Gerlach, Ann. d. Phys. **38**, 1, 1912.

lichkeit. So dürfen die der Strahlung ausgesetzten Streifen der Apparate *b*, *c* und *d* nicht dünn und schmal sein. Weiter sind alle absoluten Apparate umständlich in der Handhabung. Man wird daher zur Eichung einer empfindlichen Apparatur nicht die absoluten Apparate selbst, sondern vorzugsweise eine mit deren Hilfe geeichte Normale verwenden. Eine Normale für Strahlungszwecke hat hohen Anforderungen zu genügen. Sie muß empfindlich, aber auch für starke Strahlung verwendbar sein, d. h. ihre Angaben sollen proportional sein, vorzugsweise in weiten Grenzen. Ihre Angaben sollen weiter vollkommen reproduzierbar, sowie genau und bequem meßbar sein.

Besonders geeignet für diesen Zweck ist eine Modifikation der auf S. 4 beschriebenen Thermosäule, deren empfindlicher Teil aus einer Anzahl Bändchen aus Thermoblech besteht. Diese Konstruktion zeigt die geforderte Konstanz der Empfindlichkeit. In der Normalthermosäule wird die ganze Oberfläche der Bändchen der Strahlung ausgesetzt. Die Diaphragmierung ist so, daß eine geringe Richtungsänderung der einfallenden Strahlung ohne Einfluß ist. Wenn nur die Bestrahlung über die ganze Oberfläche gleichmäßig ist, brauchen die Unterschiede der Empfindlichkeit an verschiedenen Stellen dieser Oberfläche nicht berücksichtigt zu werden.

Die oben erwähnte besondere Forderung der Proportionalität von Bestrahlung und elektromotorischer Kraft ist nie streng erfüllt. Es wird ja die Temperatur der bestrahlten Bändchen auch durch den komplizierten Prozeß der Konvektion in der die Bändchen umgebenden Luft bestimmt. In dieser besonderen Ausführung der Thermosäule haben wir den Einfluß der Konvektion möglichst aufgehoben, indem wir den Abstand zwischen den Bändchen und der dahinter befindlichen Kupferplatte sehr klein und die Bändchen sehr kurz machten. Demzufolge ist in dieser dünnen Luftschicht die Konvektion nur gering, während dagegen die Wärmeleitung, insbesondere in den Bändchen, so stark ist, daß die Wärmeabfuhr durch Konvektion an der Vorderseite demgegenüber vernachlässigbar ist.

Wir kontrollierten die Proportionalität der Normalthermosäule, indem wir bei verschiedenen mit dem auf S. 122 beschriebenen absoluten Bolometer gemessenen Bestrahlungen ihre elektromotorische Kraft maßen. Das Ergebnis war, daß innerhalb der Meßfehler die gewünschte Proportionalität bis zu einer Bestrahlung von 10^6 Erg/sek. cm^2 (Sonnenstrahlung) besteht. Die Proportionalität für schwächere Bestrahlungen ist dann, a fortiori, gesichert.

Der geeichte Apparat setzt den Gebraucher instand, aus einer Messung der durch den Apparat gelieferten E. M. K. direkt auf die Intensität der Bestrahlung zu schließen. Die Eichung in Erg/sek. cm^2 pro Mikrovolt (eine Zahl von der Größenordnung 100) kann auf dem Apparat angegeben werden.

§ 36. Absolute Messung monochromatischer Strahlung nach der direkten Methode (ohne Normallampe)

Wie wir in § 33 schon bemerkten, kann man, wo keine Zerlegung der Strahlung mit Spektralapparat gefordert wird, die absolute Messung monochromatischer Strahlung nach der direkten Methode ausführen, indem man in bekannten Abständen der Lichtquelle die Intensität mit einem geeichten Strahlungsmeßapparat nicht selektiver Art bestimmt. Die Eichung kommt heraus auf eine Vergleichung des zu verwendenden Apparates mit einer geeichten Normale, z. B. einer Normalthermosäule, wobei jede beliebige Strahlungsquelle Verwendung finden kann. Wenn es sich nicht um die höchste Empfindlichkeit der Apparatur handelt, ist es angebracht, die Normalthermosäule selbst zur Messung zu gebrauchen.

Für den idealen Fall einer Lichtquelle, die keine andere als die zu messende monochromatische Strahlung aussendet, ist die in einen gewissen Raumwinkel ausgesandte Energie leicht zu bestimmen. Man hat nur den geeichten Apparat (am einfachsten die Normalthermosäule selbst) in bekannten Abständen aufzustellen und dort die Strahlung zu messen, die direkt in Erg/sek. cm^2 angegeben wird.

In der Praxis aber wird jede Lichtquelle, neben dem zu messenden Wellenlängenbereich, auch andere Strahlungsarten liefern, und sei es auch nur ultrarote Strahlung. Man wird diese ausschalten müssen, am einfachsten mittels eines geeichten Lichtfilters. Das Filter wird auch das zu messende Wellenlängengebiet schwächen, und wegen dieser Abschwächung hat man zu korrigieren. Diese Abschwächung läßt sich in einer der früher besprochenen Weisen bestimmen. Auch kann man ein zweites, mit dem ersten vollkommen identisches Filter hinter diesem aufstellen und die dadurch verursachte prozentuale Intensitätsverringerung messen. Man sei darauf bedacht, daß bei dieser scheinbar so einfachen Methodik beträchtliche Fehler auftreten können.

Bei vielen Lichtquellen ist die vollkommene Isolierung des Lichtes einer einzigen Spektrallinie mittels eines Filters schwer erreichbar; manchmal werden im durchgelassenen Lichte neben der zu messenden Linie auch andere Linien schwach vertreten sein. Auch dann aber bleibt die letztbeschriebene Methode verwendbar. Um wegen der anderen Linien korrigieren zu können, muß man den gesamten Beitrag, mit dem sie an der durch den ersten und der durch den zweiten Filter durchgelassenen Intensität beteiligt sind, kennen. Prinzipiell läßt sich das immer durch relative Intensitätsmessung der Linien nach einer der früher beschriebenen Meßmethoden erreichen. Praktisch verwendbar ist die Methode aber nur dann, wenn diese Arbeit nicht zu umständlich ist, d. h. wenn die Linien nicht zu sehr verschiedene Wellenlänge haben und nicht zu zahlreich sind.

§ 37. Die absolut geeichte Normallampe

Die im vorigen Abschnitt besprochene direkte Methode zur absoluten Messung einer monochromatischen Strahlung ist nur verwendbar, wenn die an letzterer Stelle genannten Bedingungen erfüllt sind, und wenn die betreffende Strahlung genügend intensiv ist, um mit einer nicht selektiven direkten Methode gut meßbare Ausschläge zu liefern. Ist dies nicht der Fall, so ist man auf die Verwendung einer absolut geeichten Normallampe angewiesen.

Als absolute Normallampen kommen in Frage: a) ein schwarzer Körper, b) eine absolut geeichte Glühlampe, und c) eine absolut geeichte Linienlichtquelle.

a) Der Vorteil des schwarzen Körpers besteht darin, daß man ohne jede Eichung aus seiner Temperatur die absolute Intensität jedes Wellenlängenbereiches theoretisch vorhersagen kann. Die in § 31 erwähnten Nachteile beschränken aber seine Verwendbarkeit.

b) Die Verwendung einer Glühlampe für absolute Messungen fordert die Kenntnis der in einem bestimmten Raumwinkel ausgesandten monochromatischen Strahlung pro Einheit des Wellenlängenbereiches als Funktion der Wellenlänge. Man hat dazu erst die relative Intensitätsverteilung in irgendeiner Weise zu ermitteln. Weil eine genaue Bestimmung dieser Verteilung im Ultraroten Schwierigkeiten bereitet, ist es angebracht, für die absolute Eichung der Lampe das Ultrarot durch ein Filter auszuschalten. Als solches empfiehlt sich die wässerige Lösung eines Kupfersalzes, z. B. eine 2 cm dicke Schicht einer 10 %igen Kupfersulphatlösung, die praktisch alles Ultrarot zurückhält. Die Durchlässigkeit des Filters im Gebiete der kleineren Wellenlängen muß für jede Wellenlänge, nach einer der früher besprochenen Methoden, quantitativ bestimmt werden. Die gesamte von der Normallampe durch das Filter in einem bestimmten Raumwinkel ausgesandte Strahlung mißt man in absolutem Maß mittels eines geeichten Apparates, z. B. mittels einer Normalthermosäule. Eine einfache Umrechnung ergibt dann die gesuchte absolute Intensitätsverteilung der Normallampe in dem Gebiete, für das die relative Eichung ausgeführt ist.

Die Verwendung einer Wolfram-Bandlampe als absolut zu eichende Normallampe hat den Vorteil der Möglichkeit einer Kontrolle, nach einem Verfahren, das ganz von den in diesem Kapitel behandelten Methoden unabhängig ist. Aus der mittels eines optischen Pyrometers bestimmten schwarzen Temperatur (s. S. 106) läßt sich die wahre Temperatur des Wolframs ermitteln. Aus der wahren Temperatur und dem bekannten Emissionsvermögen des Wolframs findet man die pro 1 cm^2 durch die Wolframoberfläche ausgesandte Strahlung als Funktion der Wellenlänge. Die Multiplikation dieser Größe mit der Oberfläche des strahlenden Wolframs ergibt die gesuchte absolute Intensitäts-

verteilung, ein Ergebnis, das mit dem der oben erwähnten Messung übereinstimmen muß.

c) Als Normallampe mit Linienspektrum kommen linienarme Lichtquellen in Betracht, die überdies konstant und jedesmal nach dem Zünden reproduzierbar sind. Nach unserer Erfahrung sind die üblichen Quecksilberlampen, und auch Helium-Geißlerröhren, beide mit konstanter Spannung betrieben, zu dem Zweck geeignet. Mit Hilfe einer Blende schirmt man die Lampe oder die Röhre so weit ab, daß nur von dem meist geeigneten Teil der Lichtquelle Strahlung austritt. Bei der Quecksilberlampe hängt die absolute Intensität von der Verteilung des Quecksilbers ab. Letztere soll also bei der Eichung und der späteren Verwendung möglichst die gleiche sein.

Die absolute Eichung für die eine oder die andere Wellenlänge führt man am einfachsten nach der in § 36 besprochenen Filtermethode aus.

Der noch immer weit verbreitete Gebrauch, die Hefnerlampe als Intensitätseinheit zu verwenden, ist zu verwerfen. Erstens ist die Einführung einer besonderen Intensitätseinheit überflüssig, weil ja die Intensität leicht auf CGS-Einheiten zurückzuführen ist, und zweitens ist die Wahl der Lampe für diesen Zweck unpraktisch. Bekanntlich ist die Hefnereinheit schwer zu reproduzieren, da so viele Umstände die ausgesandte Strahlung beeinflussen. Weil überdies die Strahlung überwiegend im ultraroten Spektralgebiet liegt, muß man auf Absorptionseffekte, zumal durch den (wechselnden) Wasserdampfgehalt der Luft, bedacht sein. Als Intensitätseinheit wäre ein wohldefinierter Typus einer der unter b) und c) besprochenen Normallampen viel mehr geeignet. Anstatt aber eine gewisse Lichtquelle als Intensitätseinheit einzuführen, tut man besser, die gewünschte Intensität mit einer beliebigen Lampe zu erzeugen und mit einer Normalthermosäule in Erg/sek. cm^2 zu messen.

§ 38. Absolute Messung monochromatischer Strahlung nach der spektralphotographischen Methode (mit Normallampe)

Wie in § 33 schon auseinandergesetzt wurde, wird man bei Messungen im Spektrum keine direkte Methode zur absoluten Strahlungsmessung verwenden, sondern die zu untersuchende Lichtquelle mit einer spektral geeichten Normallampe vergleichen.

Zuerst nehmen wir an, daß die in absolutem Maß zu messende Spektrallinie angenähert dieselbe Wellenlänge hat, wie eine absolut geeichte Linie einer Normallampe von dem in § 37 unter c besprochenen Typus. Von der Normallampe kennt man also die in einem gewissen Raumwinkel als Strahlung der gegebenen Wellenlänge austretende

Energie. Zu messen ist die von einem gewissen Teil der zu untersuchenden Lichtquelle ausgesandte Energie derselben Wellenlänge.

Da die wirksamen Oberflächen der Normallampe und der zu untersuchenden Lichtquelle im allgemeinen nicht gleichmäßig hell sind, darf man sie nicht ohne weiteres durch eine direkte Abbildung auf den Spalt eines Spektrographen vergleichen. Die in Abb. 73 skizzierte Methode der Abbildung ist in dieser Hinsicht praktisch einwandfrei. In N stellt man die Normallampe, in Q die zu untersuchende Lichtquelle auf, und wirft mittels eines Spiegels M entweder das in absolutem Maß bekannte Normallampenlicht, oder das zu messende Licht auf eine Linse L_1. Die homogen beleuchtete Linse L_1 bildet die eine oder die andere Lichtquelle in der Nähe einer zweiten Linse L_2 ab, in solcher Weise, daß alles durch L_1 durchgelassene Licht von L_2 aufgefangen wird. Letztere gibt in der Ebene des Spektrographenspaltes S ein Bild von L_1, d. h. einen vollkommen gleichmäßigen Lichtfleck, dessen Durchmesser von den Dimensionen der Lichtquellen unabhängig sind. Der Spalt wird nicht nur homogen beleuchtet, sondern läßt auch von den beiden die Linse L_1 treffenden Lichtbündeln den gleichen Bruchteil in demselben Raumwinkel in den Spektrographen fallen. Eine Vergleichung der Intensitäten beider Linien nach einer der in Kapitel V besprochenen Methoden (z. B. mittels eines Stufenabschwächers, in Abb. 73 durch A vorgestellt) gibt daher das Verhältnis beider von der Linse L_1 aufgefangenen Energien, aus der man die gesuchte Intensität in absolutem Maß findet.

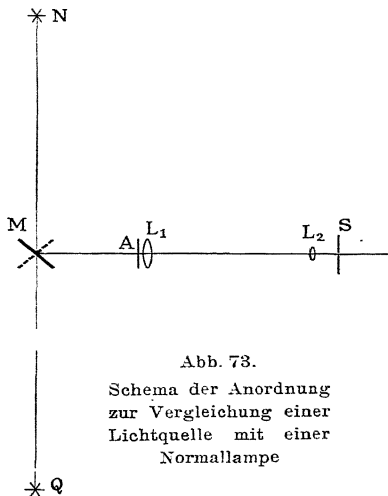



Abb. 73.
Schema der Anordnung zur Vergleichung einer Lichtquelle mit einer Normallampe

Ist im Spektrum der Normallampe keine Linie vertreten, die angenähert dieselbe Wellenlänge hat wie die absolut zu messende Linie, so kann man irgendeine geeichte Linie wählen und das Intensitätsverhältnis der bekannten und der unbekannten Linie nach einer der im Kapitel VI beschriebenen Methoden bestimmen.

Anstatt eine Lichtquelle mit Linienspektrum kann man als Normallampe auch eine absolut geeichte Glühlampe verwenden, welche den

Vorteil einer sehr genauen Reproduzierbarkeit aufweist. Die Vergleichung der Normallampe und der zu messenden Lichtquelle kann nach dem durch Abb. 73 erläuterten Schema geschehen. Selbstverständlich wählt man in dem Normallampenspektrum einen Teil mit derselben Wellenlänge wie diejenige der zu messenden Linie und kann dann eine der in Kapitel V erwähnten Methoden zur Vergleichung beider Intensitäten verwenden. Man denke daran, daß die Dispersion des Spektralapparates und die Breite der Linien in Betracht gezogen werden müssen. Zweckmäßig macht man durch Öffnen des Spektrographenspaltes die Linien breit, damit man die Linienbreite auf der Platte mit genügender Genauigkeit messen kann.

Kapitel VIII

Der Spektralapparat

§ 39. Einleitung

In diesem Kapitel werden wir uns nur mit solchen Eigenschaften der Spektralapparate befassen, die speziell bei Intensitätsmessungen in Betracht kommen. Die allgemeinen, dem Bau und dem Gebrauch der Apparate zugrunde liegenden Prinzipien setzen wir als bekannt voraus. Unsere Hauptaufgabe wird sein, den Einfluß der verschiedenen Spektralapparate auf die Intensitätsverteilung innerhalb einer Spektrallinie zu diskutieren. Nebenbei werden wir auch die Intensitätsvergleichung verschiedener Linien besprechen, die aber nur bei Interferenz-Spektralapparaten zu wesentlichen Bemerkungen Anlaß gibt.

Die Messung der Intensität denken wir uns nach der photographischen Methode ausgeführt. Bei Verwendung dieses Verfahrens können neben dem oben angedeuteten Einfluß des Spektralapparates auch Fehler der photographischen Platte und des Mikrophotometers auftreten. Die Platte kann den Eberhardeffekt zeigen; das Mikrophotometer ein ungenügendes Auflösungsvermögen gehabt haben. Bei Spektralapparaten genügender Dispersion läßt sich aber der Eberhardeffekt durch geeignete Wahl von Platte und Entwickler (s. S. 76) meistens so klein machen, daß der Effekt im Vergleich mit der durch den Apparat bedingten Verbreiterung der Spektrallinie zu vernachlässigen ist, während man das Auflösungsvermögen des Mikrophotometers durch eine richtige Einstellung seiner Optik mehr vergrößern kann, als je für photographische Objekte gefordert wird. Wir dürfen uns also auf die Frage beschränken, wie die Spektralapparate an und für sich die wahren Intensitätskurven von Spektrallinien umgestalten.

Diese Umgestaltung ist auf eine charakteristische Eigenschaft des betreffenden Spektralapparates zurückzuführen, d. h. auf die Intensitätsverteilung, die der Apparat für exakt monochromatisches Licht liefern würde. Selbstverständlich ist diese Verteilung abhängig von der Wellenlänge. Experimentell läßt sich die für den Apparat charakteristische Verteilung mittels Spektrallinien bestimmen, deren wahre Breite gegen die durch den Apparat bedingte klein ist. Diese charak-

teristische Eigenschaft bestimmt das mit dem Spektralapparate erreichbare Auflösungsvermögen. Kennt man sie, so kann man vorhersagen, ob mit dem Apparate zwei Linien von gegebener Intensitätsverteilung und gegebenem Intensitätsverhältnis und Wellenlängenunterschied trennbar sind.

Die Kenntnis dieser Eigenschaft ergibt weiter die Möglichkeit, sich ein quantitatives Urteil über die Qualität seines Spektralapparates zu bilden. Wäre der Apparat fehlerfrei, so würde die Intensitätsverteilung einer Spektrallinie von geringer wahrer Breite aus der Wellentheorie des Lichtes berechenbar sein. Eine Vergleichung der beobachteten und der berechneten Verteilung ergibt den Fehler des Apparates. Die übliche Methode, um einen Spektralapparat nur durch visuelle Beobachtung der erreichbaren Linienschärfe zu prüfen, ist weder objektiv noch quantitativ. Einwandfrei ist nur die Messung der oben erwähnten charakteristischen Verteilung. Anstatt diese Verteilung der Intensität zu ermitteln, kann man sich gewöhnlich mit der Halbwertsbreite der Linien begnügen. Ist die gemessene Halbwertsbreite beträchtlich größer als die berechnete, so ist der Apparat zumal für Intensitätsmessungen innerhalb von Spektrallinien zu verwerfen.

Eine zweite für alle photographischen Intensitätsmessungen geltende Bemerkung betrifft das falsche Licht, d. h. das im Inneren des Spektralapparates reflektierte oder zerstreute, die Platte treffende Licht. Daß dieses zu großen Fehlern Anlaß geben kann, läßt sich folgendermaßen erläutern: Die photographische Methode verwendet bekannte Abschwächungen des in den Spektrographen eintretenden Lichtes. Infolge des falschen Lichtes wird die Schwärzung einer Spektrallinie nicht allein durch die betreffenden Wellenlängen, sondern auch durch andere Wellenlängen bedingt sein. Diese alle werden durch das genannte Verfahren in gleichem Maße abgeschwächt; die Zusammensetzung der Mischung bleibt die gleiche. Die in einer Schwärzungskurve festzulegende Beziehung zwischen Schwärzung und Intensität gilt daher für diese Mischung. Aus solchen Schwärzungskurven Schlüsse auf die Intensitäten der in der Spektrallinie anwesenden Wellenlängen an und für sich zu ziehen, muß daher zu Fehlern führen. Für Intensitätsmessungen ist es deshalb notwendig, falsches Licht nach Möglichkeit fortzuschaffen. Bei vielen Apparaten (Prismen-Spektrographen!) ist öfters tatsächlich das falsche Licht sehr stark. Gewöhnlich gelingt es aber unschwer, durch Diaphragmierung oder Abblendung das falsche Licht ein für allemal größtenteils zu beseitigen. Gibt die verwendete Lichtquelle in einem anderen Spektralgebiet als dem zu untersuchenden intensive Strahlung, so ist es immer erwünscht, diese Strahlung mit einem Filter zu absorbieren.

Ein sehr wirksames Mittel zur Verringerung des Einflusses des nach diesen Maßnahmen noch übrigbleibenden falschen Lichtes ist die Beschränkung der Spalthöhe. Dadurch wird die Oberflächendichte des

zu messenden Lichtes nicht kleiner, während diejenige des falschen Lichtes proportional zur Spalthöhe abnimmt. Die mit niedrigem Spalt aufgenommenen Spektra sind zwar für visuelle Betrachtung weniger geeignet, für die mikrophotometrische Durchmessung aber genügt eine Höhe von etwa 1 mm reichlich. Bei kontinuierlichen Spektren, die man gewöhnlich senkrecht zur Richtung der Dispersion durchphotometriert, genügt eine noch viel geringere Höhe.

Wie wir auf S. 100 schon bemerkten, hat jeder Spektralapparat infolge Absorption usw. seine eigentümliche, von der Wellenlänge abhängige Schwächung des eintretenden Lichtes. Den hierdurch bedingten Einfluß auf das Ergebnis der Intensitätsmessung eliminiert man mittels einer Normallampe. Daß diese Schwächung im zu untersuchenden Spektralgebiete nicht zu groß sein und auch sich in der Zeit zwischen Eichung und Gebrauch nicht ändern darf, ist wohl selbstverständlich.

§ 40. Prisma- und Gitterspektrographen

Bei diesen Apparaten ist die Spaltbreite mitbestimmend für die beobachtete Intensitätsverteilung innerhalb einer Spektrallinie. Im Prinzip ist bei bekannten Beleuchtungsverhältnissen des Spaltes und bekanntem Spektralapparate für eine gegebene Spaltbreite diese Intensitätsverteilung aus der Beugungstheorie vorherzusagen. Jedoch ist das Problem nicht so einfach, wie man früher allgemein annahm. Übersehen wurden die Effekte der Kohärenz des die verschiedenen Teile der Spaltöffnung treffenden Lichtes. Erst in letzterer Zeit wurden diese Effekte eingehend von van Cittert[1]) berücksichtigt. Die Breite einer exakt monochromatischen Spektrallinie ist nicht nur von der Breite des Spaltes und der Öffnung des Apparates, sondern in hohem Maße auch von der Art der Beleuchtung des Spaltes abhängig. So kann z. B. eine Spektrallinie einfach oder doppelt erscheinen, je nachdem man die kleine Lichtquelle wohl oder nicht auf den Spalt abbildet.

Aus den verschiedenen Möglichkeiten wählen wir als Beispiel den für die Praxis wichtigen Fall, daß die Lichtquelle mittels einer (vollkommen korrigiert gedachten) Linse derart auf den Spalt des Spektrographen abgebildet wird, daß ohne Beugung das Prisma oder das Gitter gerade ausgefüllt sein würde.

In Abb. 74 wird der Einfluß der Spaltbreite für monochromatisches Licht und für einen fehlerfreien Spektrographen wiedergegeben. Kurve *0* gibt die Intensitätsverteilung für den Fall eines unendlich schmalen Spaltes. Die „Spektrallinie" ist keine geometrische Abbildung des Spaltes. Die Intensitätsverteilung ähnelt derjenigen der bekannten

[1]) P. H. van Cittert, Zeitschr. f. Phys. **65**, 547, 1930.

Fresnelschen Beugungsfigur, und das um so mehr, je mehr die beugende Öffnung eine rechtwinklige Form hat. Kurve a gibt die Intensitätsverteilung bei einer Spaltbreite übereinstimmend mit der in der Figur angegebenen Strecke a. Zur besseren Übersicht ist der Scheitelintensität beider Kurven derselbe Wert gegeben. Das gleiche gilt für die Kurven $2\,a$ und $3\,a$, die die Intensitätsverteilungen mit Spaltbreiten $2\,a$ und $3\,a$ vorstellen. Es ist deutlich zu sehen, daß bei Verbreiterung des Spaltes der Scheitel der Spektrallinien flacher wird, während die sekundären Maxima immer mehr zurücktreten. Was die Wahl der Spaltbreite betrifft, wird man sich durch die Überlegung leiten lassen, daß die Spektrallinie nicht zu viel verbreitert und doch die Scheitelintensität nicht zu klein sein darf [1]).

Wenn man experimentell mittels einer Linie von einer so kleinen wahren Breite, daß sie für unseren Zweck als monochromatisch zu betrachten ist, für den gegebenen Apparat die Intensitätsverteilung durch

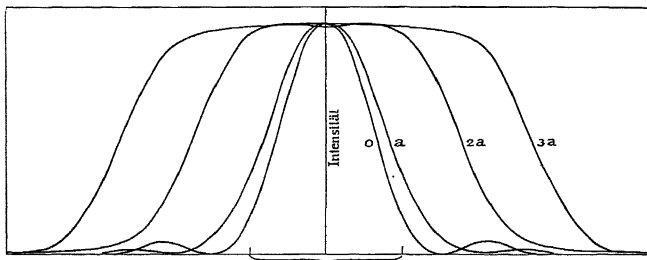



Abb. 74. Intensitätsverteilung und Spaltbreite

Messung bestimmt, wird diese im allgemeinen eine andere sein als die, welche man theoretisch vorhersagen kann. Wie schon bemerkt, ist dies dem Fehler des Apparates zuzuschreiben. Nur wenn man für seine Apparatur die charakteristische Intensitätsverteilung kennt — die also durch Beugung, Beleuchtungsweise, Spaltbreite und Fehler zusammen bedingt ist —, kann man für Linien von großer wahrer Breite das Problem der Intensitätsverteilung innerhalb der Linien in Angriff nehmen. Das Problem ist folgendes: Aus der gemessenen Intensitätsverteilung hat man abzuleiten, mit welchen Intensitäten die verschiedenen Wellenlängen an den verschiedenen Stellen der Spektrallinie beteiligt sind. Man hat dabei zu bedenken, daß an jeder Stelle der Spektrallinie Licht etwas verschiedener Wellenlängen übereinander fällt. Es ist jetzt eine rechnerische Aufgabe, aus der gesamten Inten-

[1]) P. H. van Cittert, l. c.

sität an jeder Stelle die gesuchte wahre Intensitätsverteilung abzuleiten.

Diese große Rechenarbeit auszuführen, hat selten Zweck, schon weil die von Prismen- und Gitterspektrographen gelieferten Spektrallinien gewöhnlich zu schmal sind, um photographisch getreu wiedergegeben werden zu können. Bei Linien großer wahrer Breite (z. B. Wasserstoff- oder Helium-Linien) kann man aber wertvolle Ergebnisse hinsichtlich ihrer wahren Intensitätsverteilung erhalten.

§ 41. Das Stufengitter

Ebenso wie bei Spektrographen mit Prisma oder Beugungsgitter, ist auch bei Verwendung eines Stufengitters die Spektrallinie ein Bild eines Spaltes. Auch hier hat man die für den Apparat charakteristische Intensitätsverteilung monochromatischer Strahlung durch Messung zu

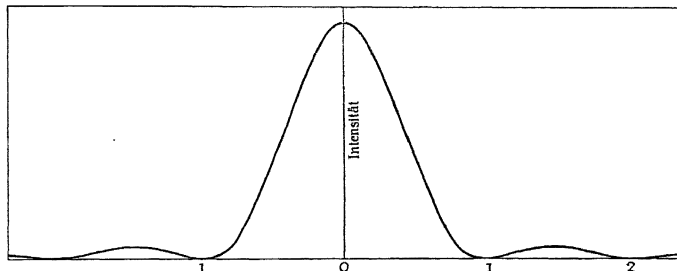



Abb. 75. Intensitätskurve eines Stufengitters

bestimmen und kann sie dann zur Ermittlung von wahren Intensitätsverteilungen verwenden. Auch hier stört die geringe Breite der photographierten Linien wegen des bei großem Intensitätsgradient auftretenden Eberhard-Effektes (s. S. 76).

Bei Intensitätsmessungen in sehr breiten Linien, und namentlich bei Intensitätsvergleichung verschiedener Linien, macht sich ein besonderer Umstand geltend, der oft außer acht gelassen ist und zu großen Fehlern Anlaß gegeben hat. Das Intensitätsverhältnis zweier Wellenlängen, deren Abstand nicht klein ist gegen den Abstand aufeinanderfolgender Ordnungen, wird durch das Stufengitter im allgemeinen nicht getreu wiedergegeben. Diese leicht aus der Theorie des Apparates abzuleitende Eigenschaft wird durch Abb. 75 erläutert. Denkt man sich den Fall von vielen sehr benachbarten schmalen Linien gleicher Intensität, so sind sie auf der Platte mit Intensitäten vertreten, die durch die Ordinaten der Kurve dargestellt werden. Zwei Linien der-

selben Intensität werden also, je nach ihrer Lage in bezug auf das Zentrum *0* der Bildfläche, mit ganz verschiedenem Intensitätsverhältnis beobachtet. Sollte z. B. eine der beiden Linien sich zufällig an den Stellen *1* oder *2* befinden, so würde man sie gar nicht beobachten. Hat man das Intensitätsverhältnis, mit dem zwei Linien auf der Platte vorkommen, gemessen, so muß man die Intensität jeder Linie durch die betreffende Ordinate der Kurve dividieren. Dazu muß man die Lage der Linien auf der Kurve kennen. Das Vorkommen jeder Linie in mehreren Ordnungen gibt die Möglichkeit, diese Lage zu bestimmen [1]).

§ 42. Das Fabry-Perotsche Interferometer

Der große Vorteil dieses Apparates für die Intensitätsmessung innerhalb von Spektrallinien liegt in seiner sehr großen Dispersion und seinem großen Auflösungsvermögen. Die Spektrallinien sind keine Spaltbilder, wie bei den oben besprochenen Apparaten, sondern Interferenzringe. Für monochromatische Strahlung hängt ihre Breite nur von dem Plattenabstand und von der Ordnung der Linie ab. Es gelingt unschwer, den Ringen eine solche Breite zu geben, daß der Eberhard-Effekt ganz zu vernachlässigen ist. Die Intensitätsverteilung, die in den Ringen unter idealen Umständen auftreten würde, läßt sich leicht berechnen. Aber auch hier muß man wegen der Fehler der Apparatur die Intensitätsverteilung experimentell bestimmen, wozu man Spektrallinien von möglichst kleiner wahrer Breite verwendet. Mit Hilfe einer so gefundenen Kurve kann man die wahre Intensitätsverteilung innerhalb einer breiteren Spektrallinie aus ihrer gemessenen Intensitätsverteilung durch Rechnung ableiten. Es muß jedoch bemerkt werden, daß bis jetzt auch mit dem Fabry-Perotschen Apparate hauptsächlich nur Halbwertsbreitemessungen ausgeführt sind. Zweifellos verspricht aber diese Methode die Möglichkeit, bei nicht allzu schmalen Spektrallinien die Intensität innerhalb der Linien von Wellenlänge zu Wellenlänge liefern zu können.

Die Eichung der photographischen Platte mittels eines Abschwächers begegnet hier der eigentümlichen Schwierigkeit, daß auf die Platte nicht ein Spalt, sondern eine unendlich entfernte Ebene abgebildet wird. Man könnte den Abschwächer unmittelbar vor die Platte stellen, viel bequemer aber ist es, eine Linse vor dem Interferometer in den Strahlengang einzufügen und den Abschwächer in die (vom Apparate abgekehrte) Brennebene der Linse zu stellen.

Ebenso wie bei Spalt-Spektrographen die Verwendung von Stufenabschwächern eine gleichmäßige Beleuchtung über die ganze Höhe des Spaltes erfordert, ist hier das Verfahren nur dann brauchbar, wenn

[1]) H. C. Burger und P. H. van Cittert, Proc. Amsterdam, September 1920; W. C. van Geel, Rev. d'Optique **2**, 445, 1923.

jeder Interferenzring ringsumher die gleiche Intensität hat. Dazu genügt gewöhnlich eine gleichmäßige Beleuchtung des Abschwächers. Anstatt des in Abb. 47 dargestellten Typus verwendet man hier einen in Sektoren eingeteilten Abschwächer.

Die Messung des Intensitätsverhältnisses verschiedener Linien wird hier nicht durch die im vorigen Abschnitt besprochene Schwierigkeit kompliziert. Das Verhältnis der Intensitäten benachbarter Linien kann also ohne besondere Reduktion aus den Daten der photographischen Platte abgeleitet werden.

§ 43. Die Lummer-Gehrcke-Platte

Ebenso wie das Fabry-Perotsche Interferometer, wird auch die Lummer-Gehrcke-Platte ohne Spalt verwendet. Während aber bei jenem Apparate die Breite der Spektrallinien durch Änderung des Plattenabstandes noch variiert werden kann, ist hier die wirksame Schichtdicke unveränderlich und deshalb hat für gegebene Wellenlänge und Ordnung der Linie die Intensitätskurve immer dieselbe Form und Breite (man beachte aber eine eventuelle Polarisation des zu untersuchenden Lichtes). Eine experimentelle Bestimmung dieser Kurven legt also ein für allemal die Eigenschaften des Apparates fest. Daß sie breiter sind als die theoretisch vorhergesagten, hat seinen Grund erstens in kleinen Unebenheiten der reflektierenden Oberflächen und zweitens in geringen inneren Inhomogenitäten der Platte.

Wenn der Abstand zweier Wellenlängen nicht klein ist im Vergleich zum Abstand der Ordnungen, ergibt sich bei der Vergleichung ihrer Intensitäten eine ähnliche Schwierigkeit wie beim Stufengitter, die sich aber ebenso wie dort unschwer überwinden läßt [1]).

[1]) P. H. van Cittert, Ann. d. Phys. (4) **77**, 371, 1925.

Kapitel IX

Die Deutung der Meßergebnisse

§ 44. Die Selbstabsorption

Um aus den erhaltenen Meßergebnissen theoretisch verwertbare Daten ableiten zu können, hat man die gemessenen Intensitäten gewöhnlich noch zu korrigieren, und zwar für die Schwächung, die das emittierte Licht auf dem Weg nach dem Spektralapparat erleidet. Den Einfluß des Spektralapparates selbst kann man mittels einer Normallampe eliminieren. Die genannte Schwächung wird in der Luft, in der Hülle der Lichtquelle und in der Lichtquelle selbst stattfinden können.

Die Luft schwächt die Strahlung durch Absorption im kurzwelligen Ultraviolett und im Ultrarot. Im allgemeinen läßt sich auch dieser Einfluß mit einer Normallampe eliminieren. Die Absorption im Ultrarot rührt hauptsächlich von Kohlensäure und Wasserdampf her. Man sei darauf bedacht, daß deren Gehalt in der Luft stark wechseln kann. Die Schwächung in der Hülle der Lichtquelle wird durch Absorption und Reflexion bedingt. Auch diese Absorption braucht gewöhnlich nur bei Messungen im Ultraviolett und im Ultrarot in Betracht gezogen zu werden; sie läßt sich nach einer der früher besprochenen Methoden leicht bestimmen. Die Schwächung durch Reflexion ist meistens einfach zu berechnen.

Während also diese Korrektionen im allgemeinen leicht anzubringen sind, ist die Schwächung des emittierten Lichtes in der Lichtquelle selbst gewöhnlich schwer in ihren quantitativen Folgen zu übersehen. Die von den in Frage kommenden Lichtquellen — leuchtende Gase — emittierte Strahlung wird durch das Gas selbst teilweise absorbiert. Die Strahlung jedes Volumelementes des Gases durchquert ja eine Gasschicht, die diese Strahlung im allgemeinen absorbieren wird. Diese Erscheinung, die Selbstabsorption, wollen wir nun näher betrachten.

Sehr bekannt ist diese Erscheinung im extremen Fall, daß ein stark leuchtender Teil des Gases von einer wenig leuchtenden und stark absorbierenden Schicht umgeben ist, wie es z. B. im Bogen und im

Funken mit großer Konzentration der zu untersuchenden Stoffe vorkommen kann. Starke Spektrallinien können dann sogar eine scheinbare Verdoppelung zeigen (Selbstumkehrung), die sich dadurch erklären läßt, daß im Zentrum der Linie die Intensität auf einen kleinen Bruchteil des ursprünglichen Wertes zurückgegangen ist, während in einem kleinen Abstand vom Zentrum die Abschwächung viel kleiner ist.

Die genannte Bedingung ist aber für das Auftreten der Selbstabsorption keineswegs notwendig; es gibt vielmehr keine Lichtquelle und keine Spektrallinie, in welcher der Effekt ganz fehlt. Im allgemeinen werden die stärkeren Linien einer gegebenen Lichtquelle mehr geschwächt als die weniger intensiven, weil eine große Emissionswahrscheinlichkeit des betreffenden Überganges einer großen Absorptionswahrscheinlichkeit entspricht. Überdies spielen dabei die Konzentrationen der verschiedenen Zustände des emittierenden Atomes eine große Rolle. Ob eine Linie stark absorbiert wird oder nicht, hängt ja von der Konzentration des betreffenden Zustandes ab. Bei Linien, in denen der energieärmere Zustand ein Grundzustand ist, wie z. B. bei den Hauptserienlinien der Alkalien, ist demnach die Selbstabsorption stark. Auch wenn der untere Zustand metastabil ist, kann er sich bei kleinem Gasdruck anreichern und zu starker Absorption Anlaß geben.

In der Praxis läßt sich die Selbstabsorption fast immer durch Verringerung der Konzentration des absorbierenden Atomzustandes beliebig herabsetzen. Am einfachsten gelingt das durch Verringerung der totalen Konzentration der leuchtenden Substanz. Wird das leuchtende Gas elektrisch erregt, so führt auch eine Verringerung der Stromstärke oft zu dem gewünschten Resultat. Bei einer Geißlerröhre mit gegebener Substanzmenge wird bei geringerer Stromstärke die Anregung kleiner, und deshalb befinden sich weniger Atome in höheren (absorbierenden) Zuständen. Für Bogen und Funken gilt das gleiche, und überdies wird eine Verringerung der Stromstärke die Menge der verdampfenden Substanz herabsetzen. Leider wird durch diese Maßnahmen die Intensität der zu untersuchenden Spektrallinie oft so schwach, daß die Messung bedeutend erschwert wird.

Als Beispiel für den großen Einfluß der Konzentration auf das Ergebnis einer Intensitätsvergleichung zweier Linien geben wir die Daten einer Meßreihe bezüglich der Thalliumlinien 3776 und 5350 Å. Da diese Linien einem gemeinsamen Anfangszustande entsprechen, muß man, abgesehen von der Selbstabsorption, ein von den Anregungsumständen unabhängiges Verhältnis erwarten. Ein Funke zwischen Thalliumelektroden gibt aber eine sehr starke Selbstabsorption. Die Konzentration des Thalliums läßt sich verringern, indem man die Elektroden aus einer Legierung von Blei und Thallium herstellt. Weil beide Metalle in allen Verhältnissen Mischkristalle bilden, ist man sicher, daß keine

vorübergehende abnormal große Konzentrationen auftreten werden. Die Messung ergab die folgenden Intensitätsverhältnisse [1]:

Tabelle 2.

Konzentration des Thalliums in Hunderttausendstel	72	40	9	1,4	0,24
Intensitätsverhältnis 3776:5350 . .	0,38	0,96	1,51	1,55	1,56

Weil der Endzustand der Linie 3776 viel niedriger liegt als der der Linie 5350, ist die Zahl der Atome im ersteren Zustand größer als im zweiten und wird die ultraviolette Linie viel stärker absorbiert als die grüne. Das in der zweiten Spalte der Tabelle angegebene Intensitätsverhältnis 3776 : 5350 wird deshalb durch die Selbstabsorption verkleinert. Während ohne Selbstabsorption die ultraviolette Linie die stärkere ist, ist bei großer Konzentration des Thalliumdampfes sogar das umgekehrte der Fall.

Ein oft sehr wirksames Mittel zur Verringerung der Selbstabsorption ist das Anbringen eines Magnetfeldes. Die Wirkung ist dadurch zu erklären, daß die Emission in einem stärkeren Felde stattfindet als die Absorption (oder umgekehrt), so daß die im Zentrum der Lichtquelle emittierte Strahlung infolge des Zeemaneffektes durch die äußeren Schichten nicht absorbiert werden kann. Wood hat angegeben, wie man die Selbstabsorption in einer Quecksilberlampe verringern kann, indem man den Strom mittels eines Magnetfeldes an der Wand konzentriert. Bei diesem Effekt wird wohl neben der Verkleinerung der absorbierenden Schichtdicke die oben genannte Erscheinung eine Rolle spielen.

Neben den besprochenen Methoden, die eine möglichst vollkommene Beseitigung der Selbstabsorption erstreben, besteht auch die Möglichkeit, die Absorption zu messen und wegen ihres Einflusses zu korrigieren. Im Prinzip nimmt man am einfachsten eine derartige Messung mittels zweier Lichtquellen vor, die hintereinander gestellt werden, so daß das Licht der ersteren die zweite durchquert. Wenn man jetzt mit einem Spektralapparate von genügendem Auflösungsvermögen an jeder Stelle innerhalb einer Spektrallinie die Intensitäten von jeder der beiden Lichtquellen, und auch die von beiden zusammen mißt, kann man, wenigstens für den Fall homogen leuchtender Gase, den Absorptionskoeffizient der zweiten Lichtquelle bestimmen und die Emission wegen Selbstabsorption korrigieren [2]. Nur bei breiten Linien verfügt man über Apparate von genügendem Auflösungsvermögen, um dieses Verfahren anwenden zu können.

[1]) O. U. Vonwiller, Phys. Rev. **35**, 802, 1930.
[2]) J. L. Snoek und L. S. Ornstein, Zeitschr. f. Phys. **50**, 600, 1928.

Eine andere Methode beruht auf der Messung der Linienbreite. Oft kann man die Halbwertsbreite einer Linie aus dem Dopplereffekt und der auf S. 129 besprochenen charakteristischen Eigenschaft des Spektralapparates vorhersagen. Findet Selbstabsorption statt, so beobachtet man eine größere Breite, aus der sich die Selbstabsorption ableiten läßt[1]).

Ist eine Linie schmal, oder verfügt man nicht über die Mittel, um die Intensität innerhalb der Linie zu bestimmen, so besteht die Möglichkeit, die Selbstabsorption folgendermaßen zu ermitteln. Die Emission von Schichten verschiedener Dicke, die eine gleiche Emission pro Volumeinheit haben, ist ohne Selbstabsorption der Dicke der Schichten proportional. Beobachtet man, daß die Intensität weniger als proportional mit der Dicke wächst, so ist eine merkliche Absorption vorhanden, die man aus den gefundenen Daten berechnen kann[2]). Ist die Selbstabsorption sehr groß, so ist diese Berechnung sehr einfach, wie schon vor vielen Jahren von Gouy angegeben wurde.

§ 45. Die Meßergebnisse und die Atomphysik

Bis vor wenigen Jahren haben die Spektroskopiker sich fast ausschließlich für Wellenlängenmessungen interessiert. Die Intensitäten von Spektrallinien galten als Größen, deren genaue Untersuchung kaum Zweck hätte. Es lag dies nahe: Während die Wellenlängen der Spektrallinien unter sehr weitgehenden Abänderungen der äußeren Bedingungen praktisch dieselben bleiben, zeigten dabei die Intensitäten Änderungen ganz unübersichtlicher Art. Auch die damals herrschende Elektronentheorie der optischen Erscheinungen gab hinsichtlich der Intensitäten keine Aussagen. Sie betrachtete das Atom als ein schwingungsfähiges Gebilde, dessen Eigenfrequenzen durch die Struktur des Atoms bestimmt wären, während dagegen die Amplituden der Schwingungen von zufälligen Anregungsbedingungen abhängig sein sollten.

Es gelang aber der klassischen Elektronentheorie nicht, die augenfälligen Wellenlängengesetzmäßigkeiten in den Spektren zu erklären, wie groß auch ihre Erfolge auf dem Gebiete der optischen Erscheinungen waren. Erst die Bohrsche Konzeption konnte in diesem Gewirr Ordnung schaffen. Überdies hat sie die Möglichkeit ergeben, den Beziehungen zwischen den Intensitäten näherzutreten.

Nach Bohr ist der elementare Emissionsakt ein Übergang eines Atoms aus einem angeregten in einen energieärmeren Zustand. Die Intensität ist daher aufzufassen als das Produkt einer Anzahl der im Anfangszustande befindlichen Atome, einer Übergangswahrscheinlich-

[1]) H. C. Burger und P. H. van Cittert, Zeitschr. f. Phys. **51**, 638, 1928.

[2]) L. S. Ornstein, H. C. Burger und W. Kapuscinski, Zeitschr. f. Phys. **51**, 41, 1928.

keit pro Sekunde, und der Energie $h\nu$ eines Strahlungsquants. Diese Übergangswahrscheinlichkeit ist ebenso gut wie die Frequenzen charakteristisch für das Atom, während die genannte Anzahl von den Umständen abhängt, und zwar in oft schwer übersichtlicher Weise. Man hat aber zu erwarten, daß für Linien, die bei Übergängen aus einem gemeinschaftlichen Anfangszustande entstehen, die Intensitätsverhältnisse von den Umständen unabhängig und also für das Atom charakteristisch sein müssen. Tatsächlich haben die Messungen, zumal für die P—S-Linien in Dublett- und Triplettsystemen, diese Aussage ausnahmslos bestätigt. Es ist eine Aufgabe der Quantenmechanik, derartige Intensitätsverhältnisse aus dem Atommodell abzuleiten. Die auf diesem Gebiete bis jetzt vorliegenden theoretischen Ergebnisse sind mit den Meßdaten in Übereinstimmung.

Die Wahrscheinlichkeiten der Übergänge aus demselben Anfangszustande können auch in absolutem Maß bestimmt werden, und zwar wenn die Lebensdauer dieses Zustandes bekannt ist. Für eine Resonanzlinie, wo nur ein einziger Übergang möglich ist, ist die Übergangswahrscheinlichkeit des betreffenden Anfangszustandes direkt aus der gemessenen Lebensdauer abzuleiten. Kennt man die Lebensdauer eines Zustandes, aus dem mehrere Übergänge möglich sind, so gibt diese Größe die Wahrscheinlichkeit der gesamten Übergänge, d. h. die Summe der verschiedenen Übergangswahrscheinlichkeiten. Eine Bestimmung der Intensitäten der betreffenden Linien ergibt dann die einzelnen Übergangswahrscheinlichkeiten in absolutem Maß. Diesen Weg zu gehen, wäre aber meistens sehr schwer.

Wenn aber die Linien von Übergängen aus verschiedenen Anfangszuständen herrühren, so wird man aus Intensitätsmessungen allein keine Schlüsse auf die Übergangswahrscheinlichkeiten ziehen können, weil ja die Konzentrationen der emittierenden Zustände im allgemeinen unbekannt sind. Doch zeigte sich bei Multiplettserien eine unerwartete Intensitätsgesetzmäßigkeit, auch wenn die Anfangszustände verschieden waren. Man muß deshalb annehmen, daß die Konzentrationsverhältnisse der verschiedenen Anfangszustände in weiten Grenzen von den Umständen unabhängig sein können, wie es auch bei kleinen Energiedifferenzen der Zustände und bei nicht zu kleinem Gasdruck aus theoretischen Gründen plausibel gemacht werden kann.

Auch bei der Absorption besteht eine für das Atom charakteristische Wahrscheinlichkeit, die für den Übergang in einen energiereicheren Zustand maßgebend ist. Für den Grundzustand kann diese Größe aus Absorptionsmessungen direkt abgeleitet werden, da in diesem Fall die Konzentration meßbar ist. Für die höheren Zustände können auch hier aus Intensitätsverhältnissen allein bloß relative Werte der Übergangswahrscheinlichkeiten gefunden werden. Bekanntlich besteht zwischen der Emissionswahrscheinlichkeit A und der Absorptionswahrscheinlichkeit B die durch die Einsteinsche

Strahlungstheorie gegebene Beziehung. Eine Messung des Verhältnisses zweier Emissionswahrscheinlichkeiten liefert also auch das Verhältnis der Absorptionswahrscheinlichkeiten und umgekehrt.

Während die Größen A und B für das Atom charakteristisch sind, können die Konzentrationen der verschiedenen angeregten Zustände je nach den Umständen größer oder kleiner sein. Neben jenen Größen und ihren Verhältnissen sind auch die Konzentrationen von Wichtigkeit. Das Studium letzterer umfaßt einen viel größeren Reichtum von Erscheinungen. Eben diese Vielseitigkeit des Problems hat längere Zeit die Auffassung aufrecht erhalten, daß die Messung eines mit den Umständen so stark wechselnden Intensitätsverhältnisses keine für unsere Kenntnis der Atome wichtigen Ergebnisse liefern könnte. Nachdem Dorgelo [1]) auf unsere Anregung die im Utrechter Institut ausgearbeitete Methode der photographischen Photometrie auf Multipletts angewandt hatte, stellte sich heraus, daß in diesem Fall einfache Gesetze für die Intensitätsverhältnisse angegeben werden konnten. Später hat sich die Möglichkeit herausgestellt, die Umstände derart einfach zu gestalten, daß Messungen eines Intensitätsverhältnisses als Funktion der Umstände bedeutsame Resultate ergeben können [2]).

Als theoretisch einfachster Fall muß die Temperaturstrahlung eines Gases genannt werden. Für den stationären Zustand des Gases läßt sich aus theoretischen Gründen die Konzentration eines jeden angeregten Atomzustandes angeben, wenn man die Energiedifferenz des Atoms in seinen stationären Zuständen kennt (Saha). Die Messung einer Intensität ergibt das Produkt von Emissionswahrscheinlichkeit und Konzentration, so daß erstere aus dem Meßergebnisse und der Sahaschen Theorie folgt. Wird die Intensität nicht in absolutem Maß gemessen, so ergeben Intensitätsvergleichungen zwar nicht die Übergangswahrscheinlichkeiten selbst, sondern die Verhältnisse dieser Größen. Jedenfalls erlaubt die Theorie eine Deutung der Abhängigkeit der Intensitätsverhältnisse von der Temperatur und eine Zurückführung dieser variablen Größen auf Atomkonstanten. In der Praxis ist die skizzierte Untersuchung aber nicht so einfach. Die Handhabung eines stationären Zustandes des erhitzten Gases (Metalldampf) bei so hohen Temperaturen, wie sie für Temperaturleuchten gefordert werden, ist äußerst schwer. Überdies kann man nur bei größeren Dampfdichten genügende Intensität erlangen, und dann wird die Selbstabsorption sehr störend.

[1]) H. B. Dorgelo, Dissertation Utrecht 1924.

[2]) Hierzu gehören eine Reihe von im Utrechter Institut in den letzten Jahren ausgeführten Arbeiten bezüglich Anregungsfunktion von Elektronen und Protonen, spezifische Anregung von Niveaus, freie Weglängen von Elektronen, Isotopenverhältnisse, Temperaturbestimmung aus Bandenspektren, Saha-Theorie des Lichtbogens, Akkommodation bei Stoß von Gasmolekülen an Wänden.

Die übliche Methode zur Anregung eines Gases ist aber nicht die Erhitzung, sondern der Stromdurchgang durch das Gas. Wie wir auf S. 142 schon erwähnten, treten zwar merkwürdigerweise in einer Reihe von Fällen Intensitätsgesetzmäßigkeiten auf, die praktisch von den Umständen unabhängig sind; im allgemeinen aber müssen Intensitätsmessungen von Spektrallinien, die durch diese Lichtquellen ausgesandt werden, als vorläufig betrachtet werden.

Einfacheren Umständen begegnet man beim Stromdurchgang durch verdünnte Gase, besonders wenn man Elektronen bekannter Geschwindigkeit in ein Gas schießt, dessen Dichte so klein ist, daß Stöße der Atome unter sich selten sind. Die Intensitäten der unter diesen Bedingungen ausgesandten Spektrallinien können beschrieben werden mittels einer Reihe für das Gas charakteristischer Anregungsfunktionen, die die Wahrscheinlichkeiten angeben, daß das Atom infolge eines Elektronenstoßes vom Grundzustande in die energiereicheren Zustände übergeht. Diese Funktion enthält die Geschwindigkeit des Elektrons und Größen, die sich auf die relative Lage von Atom und Elektronenbahn beziehen. Messungen, die über diese Anregungsfunktionen etwas aussagen, sind noch nicht zahlreich. Einige Resultate sind aber schon erreicht, von denen wohl das wichtigste ist, daß Übergänge, die bei Absorption von Strahlung verboten sind, durch Elektronenstoß seltener auftreten als diejenigen, die als Absorptionsübergänge erlaubt sind [1]. Eine weitere Ausbreitung dieser Fragen wird zweifellos noch eine Fülle von Atomeigenschaften kennen lehren, und ein Gebiet erschließen, das ungemein reicher ist als die bloße Kenntnis der Einstein schen Atomkonstanten A und B.

Bei höherem Druck werden die Atome nicht nur durch Elektronenstoß und Strahlung, sondern auch durch Stöße der Atome unter sich angeregt. Es liegen nur wenige Versuche zur Deutung der in diesem komplizierteren Falle auftretenden Intensitätsverhältnisse vor. Aber auch hier wird man bestrebt sein müssen, die Intensitäten der Spektrallinien zu beschreiben, fußend auf Gesetzen, die für das Atom charakteristisch sind. Von einer genauen Kenntnis dieser Intensitätsgesetze sind wir aber wohl noch sehr weit entfernt.

[1] L. S. Ornstein, H. C. Burger und W. Kapuscinski, Zeitschr. f. Phys. **51**, 48, 1928.

Sachverzeichnis